LE JOURNAL DE PHYSIQUE
ET
LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

EXEMPLES D'APPLICATIONS INDUSTRIELLES DE LA RADIOACTIVITÉ

Par J. GUÉRON,
Directeur au Commissariat à l'Énergie atomique.

Sommaire. — On décrit quelques exemples d'applications industrielles de la radioactivité réalisées au C. E. A. : détermination de la position de racleurs dans des tuyauteries enterrées (au moyen de ^{60}Co), repérage de tuyaux de chauffage (au moyen de tungstate d'ammonium marqué au ^{187}W), mouvements de matière dans certains procédés industriels, fuites dans des câbles à maintenance sous pression; emploi des radioéléments en hydrologie; étude des aérosols, des filtres et des poussières fines; applications fondées sur l'absorption du rayonnement telles que les mesures de densité; analyse par activation ou par dilution isotopique, son application à l'étude des problèmes d'usure, à la détermination de traces d'impuretés en métallurgie, à l'analyse des gaz, aux méthodes de sondage nucléaire, au dosage de l'eau par ralentissement des neutrons.

Les emplois, industriels ou scientifiques, des radioéléments se fondent tous sur les propriétés essentielles suivantes :

1° les rayonnements émis sont ionisants;

2° l'absorption exponentielle de ces rayonnements est, en première approximation, fonction de la quantité de matière contenue dans l'absorbeur, mais indépendante de la nature de cette matière;

3° la sensibilité de détection est extrême;

4° le comportement physicochimique des atomes d'un même élément est, en première approximation, indépendant de leur masse isotopique; d'où la possibilité de « marquer » des molécules par variation de la constitution isotopique de leurs composants et de discerner entre espèces chimiques identiques d'origines variées, présentes à la fois dans un système. Ceci ouvre le champ à l'étude des métabolismes dans le sens le plus large du terme, qu'il s'agisse de phénomènes chimiques ou biologiques.

Une revue générale sommaire des applications serait ici déplacée; on la trouve d'ailleurs dans de nombreuses publications [1]. Je me propose de détailler quelques réalisations effectuées par le Commissariat à l'Énergie atomique en collaboration avec divers utilisateurs. En me bornant, sauf quelques allusions, aux réalisations de nos laboratoires, je ne prétends pas négliger ou déprécier ce qui a pu être fait par d'autres, en France, dans ce domaine, mais je veux m'efforcer d'indiquer, sur des cas précis, le type de services que l'on peut attendre de ces méthodes, et le genre de difficultés ou d'exigences qu'elles comportent [1]. Certains de ces exemples sont nouveaux, d'autres sont de simples adaptations de méthodes déjà décrites.

1. **Repérage de position.** — *a.* DÉTERMINATION DE LA POSITION DE RACLEURS DANS DES TUYAUTERIES ENTERRÉES. — Les racleurs utilisés pour le nettoyage des tuyauteries (conduites de gaz ou de produits pétroliers) risquent de se bloquer dans ces pipes enterrées à des profondeurs de l'ordre du mètre, et leur recherche par les moyens courants peut entraîner des fouilles longues et coûteuses. Il était tentant de marquer ces pistons racleurs avec des porteurs de radiations pénétrantes et de les suivre en surface avec un appareil détecteur pour voir où ils se sont arrêtés.

On utilise le ^{60}Co qui ne pose guère de difficultés d'approvisionnement et dont le rayonnement γ est très pénétrant. L'intensité de ce rayonnement

(1) Un premier exposé de ce genre a déjà été fait il y a trois ans [2]; le présent article en constitue la suite; en particulier, il détaille et complète certaines études dont seule la phase préliminaire avait pu être mentionnée plus tôt.

est réduite de moitié, par une épaisseur de terrain qui, suivant le tassement et la nature de la roche, est de l'ordre de 7 à 10 cm. La réduction par 1 m de sol ou plus est donc de 2^{10} à 2^{14} au moins. Aussi, pour déterminer sur des trajets de plusieurs kilomètres, avec une vitesse de recherche appréciable et avec des chances convenables de détection, la position d'un racleur bloqué, faut-il utiliser des sources assez importantes, de l'ordre d'un demi-curie à plus d'un curie. Ceci exige, lors de la fixation des sources, au moment de l'introduction du racleur dans la canalisation comme à son éjection, des précautions assurant que le personnel ne reçoit pas de doses excessives de radiation.

Une servitude complémentaire consiste en la connaissance exacte du tracé. En effet, dès qu'on

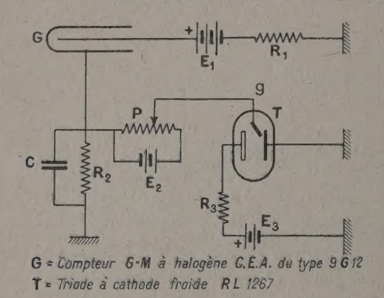


Fig. 1.

s'écarte de la verticale de la canalisation on augmente très sensiblement l'épaisseur de sol à traverser, donc l'absorption. Autrement dit, la sensibilité, qui peut être bonne à la verticale même de la canalisation, décroît très vite lorsqu'on s'en écarte de distances qui sont de l'ordre de la profondeur d'enfouissement. Toute tolérance sur ce point entraîne un sérieux renforcement de la source [3].

Enfin, si l'on veut suivre un racleur en marche (les vitesses courantes vont de 3 à 10 km/h), il faut disposer, en des points choisis du parcours, des observateurs munis d'instruments et être certain de l'attention soutenue de ces observateurs, ou trouver un système simple qui enregistre le passage de l'instrument. La figure 1 donne le principe d'un appareil de détection simple utilisé lors des essais de la ligne de transport des produits pétroliers Le Havre-Paris (2).

Le compteur G est enfoncé de 70 cm environ dans le sol à la verticale de la canalisation. Au passage de la source portée par le racleur, la tension aux bornes du circuit CR_2 augmente brusquement, amorçant la décharge dans la triode à cathode froide, T, qui reste alors allumée. Il suffit donc de disposer le long de la canalisation quelques appareils dont on relève à loisir les indications et que l'on réutilise en relais sur des sections successives.

b. Repérage de tuyaux de chauffage. — Dans le même ordre d'idées un des entrepreneurs chargés de la construction des laboratoires de Saclay nous a demandé de repérer par radioactivité les tubes de chauffage noyés dans le gros œuvre. Même lorsqu'on dispose des plans d'installation on n'est pas sûr de la position exacte des tubes. Les attaches qui les retiennent au ferraillage du béton jouent, il y a des effets de retrait du béton, et de sérieux dégâts sont à craindre si l'on est amené à reprendre des planchers ou des plafonds dans lesquels courent ces tubes.

Dans l'eau qui parcourt ces tubes (qui peut être froide lors de l'essai), il faut dissoudre un produit qui ne se fixe pas sur les parois (par hydrolyse et dépôt mécanique, par exemple). Ce produit doit avoir une radiation assez pénétrante pour traverser quelques centimètres de béton recouvert de plâtre ou d'un plancher quelconque, mais pas trop pénétrante car il faut un certain contraste dans l'image radioactive de la surface à explorer. Finalement on parvient à localiser à 1 cm près la position de l'axe des tubes de chauffage en utilisant comme traceur le tungstate d'ammonium marqué au ^{187}W $\left(T_{\frac{1}{2}} = 24{,}1\text{ h};\right.$ rayonnements γ de 0,028, 0,136, 0,480, 0,626 et 0,681 MeV$\left.\right)$ à raison de 0,08 mC/l.

Le carbonate de sodium serait très tentant, mais le rayonnement du ^{24}Na (rayonnements γ de 1,38 et 2,76 MeV) est trop pénétrant.

Il faut évidemment utiliser un compteur diaphragmé linéairement par une bonne fente pratiquée dans une brique de plomb (de $13 \times 7 \times 4{,}5$ cm^3). C'est un peu lourd pour explorer les plafonds, mais très commode pour les planchers chauffants.

c. Mouvements de matière dans certains procédés industriels. — De tels problèmes peuvent être aisément résolus par les radioéléments alors qu'on ne voyait même pas comment les aborder autrement. C'est ainsi que la Compagnie Saint-Gobain a réalisé l'examen de la circulation des charges dans les fours à verre [4].

De même, avec le Comptoir français des Textiles artificiels, nous avons suivi le cheminement de solutions à partir desquelles on file certaines fibres artificielles.

d. Fuites dans les cables a maintenance sous pression. — Nous avons étudié avec la Société Alsacienne de Constructions mécaniques les fuites de gaz dans les câbles téléphoniques à maintenance sous pression. Ces fuites, si elles ne sont pas rapidement décelées et réparées, constituent des points d'entrée d'eau qui peuvent détériorer de grandes longueurs de câble. Les canalisations téléphoniques

(2) Je remercie la Société T.R.A.P.I.L. qui nous a donné l'occasion d'effectuer ces essais.

semblaient se bien prêter à la détection de fuites par gaz radioactifs parce que les volumes morts sont assez faibles, et que, par suite, on pouvait espérer n'avoir jamais à mettre en jeu de grandes quantités de produits marqués. C'est-à-dire qu'on n'avait à craindre ni grandes difficultés d'approvisionnement ni grands risques de maniement.

Après quelques tâtonnements il nous a été possible de trouver un traceur convenable et de relever un certain nombre de fuites que l'on ne savait auparavant localiser [2], [5].

Le porteur doit répondre à un certain nombre de caractéristiques :

1° il doit être facile à préparer;

2° il doit avoir une radiation assez pénétrante;

3° il ne doit pas vivre trop longtemps pour ne pas contaminer de façon durable les terrains par lesquels il s'écoule;

4° il ne doit pas mourir trop vite : il lui faut du temps pour parvenir à la fuite, diffuser dans le sol et être repéré;

5° il doit être gazeux; si c'est une vapeur, elle ne doit pas se condenser dans les conditions du travail;

6° ce produit ne doit pas se fixer sur les constituants mêmes du câble et il ne doit pas les détériorer, mais

7° il doit se fixer sur le sol (3).

Un produit idéal, du moins dans nos climats, est le bromure de méthyle marqué au brome par ^{82}Br, $T_{\frac{1}{2}} = 35,9$ h.

Il permet, en injectant quelques grammes portant une trentaine de millicuries au plus, de déceler en quelques jours sur des trajets qui sont de l'ordre de plusieurs hectomètres à plusieurs kilomètres des fuites très faibles. La plus faible que nous ayons trouvée perdait à peu près un litre de gaz à l'heure, et avait échappé aux autres procédés de recherches pendant de nombreux mois.

La méthode ne s'est trouvée en défaut que dans un seul cas : la tranchée avait été comblée par des fragments de rocher, sans terre végétale en surface, et le bromure de méthyle ne s'y est pas fixé.

Sous sa forme la plus simple, le mode opératoire consiste à injecter le produit marqué en l'entraînant par de l'azote sous faible surpression (environ 15 pour 100 de la pression de régime). Au bout d'un certain temps (il est prudent d'attendre au moins 12h) on parcourt le tracé du câble avec un détecteur portatif, comme ceux qu'utilisent les prospecteurs. On trouve une tache radioactive grossièrement circulaire, axée en général sur la verticale de la fuite. Elle peut en être légèrement décalée si le mouvement du gaz est gêné soit par des différences de tassement du terrain, soit par l'intervention de l'enveloppe extérieure du câble. Le diamètre de la zone bien active est de l'ordre de 0,5 à 1 m.

Dans le cas de très faibles fuites, même assez

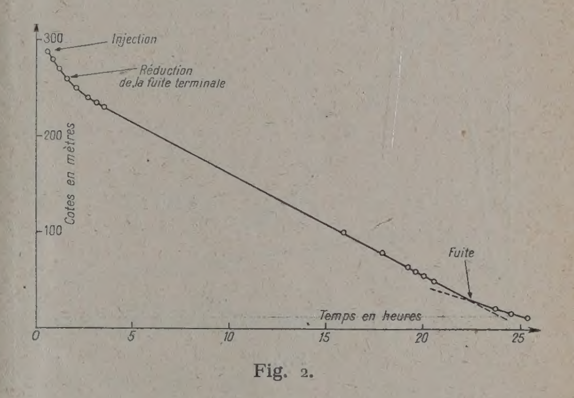


Fig. 2.

proches du point d'injection, la fuite peut n'apparaître qu'après 48 h ou plus.

L'utilisation de gaz marqué a permis, d'autre part, de recouper aisément les mesures de volume mort du câble.

Nous avons également suivi la propagation du gaz injecté dans le câble.

Sur un câble non enterré de 300 m, une fuite extrêmement faible a été pratiquée à 30 m d'une extrémité. L'injection est faite à l'autre bout, et l'on suit la section radioactive du gaz à mesure qu'elle se déplace sous l'action de la surpression d'injection. Comme on pouvait s'y attendre, la vitesse de propagation est plus faible une fois la fuite dépassée (*fig.* 2) (4).

On peut donc en déterminer l'emplacement par l'intersection des droites de propagation. En fait, cette méthode peut être transposée sur le terrain. L'injection étant pratiquée en un point et à une heure donnés, si l'on a la possibilité, par des prises ou par des trous de sondage, de repérer le passage du front radioactif à des distances connues du

(3) Un gaz rare, par exemple, ne se fixera pas, et n'a aucune chance d'être détecté, comme le montre la figure relative à du xénon radioactif ([2], *fig.* 1). Ce fait réduit l'intérêt d'études comme celles de Gemant [6] qui traitent mathématiquement le problème dans l'hypothèse où le gaz radioactif se déplace par diffusion pure dans un sol homogène.

Le radon ne devrait pas se comporter de façon très différente d'un autre gaz rare, malgré son dépôt actif. La période du radon est assez longue pour qu'il ne meure pas avant d'atteindre la fuite, mais il vit trop longtemps pour bien marquer le sol qu'il traverse. Ses isotopes à vie courte sont trop fugaces. Cependant des publications danoises [17] décrivent la recherche de fuites à l'aide du radon. Des essais au radon ont vérifié notre opinion qu'il devait se comporter pratiquement comme le xénon. Des essais comparés au radon et au bromure de méthyle ont confirmé la supériorité du second, dont la trace superficielle est au moins dix fois plus durable.

(4) Une fuite terminale réglable permet d'aménager l'expérience de façon commode (cf. *fig.* 2).

point d'injection, on construit un diagramme analogue à celui de la figure 2 et l'on interpole la position de la fuite.

La précision de cette méthode est évidemment limitée par le fait qu'en s'éloignant du point d'injection la section marquée subit une diffusion générale et que le front radioactif est de moins en moins net. La figure 3 montre le passage du gaz marqué à environ 50 et 250 m du point d'injection dans les conditions de la figure 2.

Nous avons opéré ainsi dans un cas sur un câble en service où s'étaient manifestées des fuites minimes. Les résultats ont été bons, et recoupés par le repérage de la tache radioactive superficielle qui ne s'est manifestée, cette fois, qu'au bout de trois jours.

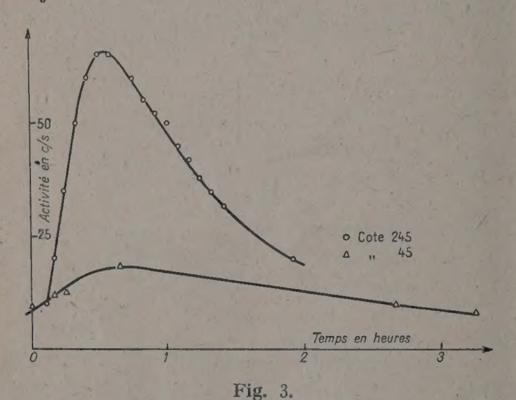


Fig. 3.

e. FUITES D'EAU OU DE GAZ. — La technique précédente, commode pour des câbles de faible volume mort, indépendants de toute canalisation ramifiée dans les zones ou même les locaux habités, ne peut être généralisée sans précautions, ce que nous avons parfois un peu de mal à faire admettre aux intéressés. Aussi ne pouvons-nous pas nous occuper de fuites d'eau ou de gaz. Nous l'avons cependant fait dans un cas exceptionnel — il s'agissait d'un immeuble isolé et provisoirement inhabité — l'injection a été pratiquée dans des conditions analogues à celles de l'exemple précédent. Le volume mort des canalisations était de l'ordre de 2,8 l/m, et la fuite a été localisée en surface, le tuyau défectueux étant enterré à 0,60 m environ.

f. EMPLOI DES RADIOÉLÉMENTS EN HYDROLOGIE. Il est en principe possible de faire avec des produits marqués des expériences d'hydrologie. Mais celles-ci se heurtent à des difficultés très considérables.

Je ne connais pas de cas publié, dans le détail, de telles expériences. Un succès tout à fait remarquable a été rapporté par nos collègues anglais [7] qui, avec une assez faible activité — une centaine de millicuries de rubidium — semblent avoir établi certaines liaisons entre le Nil et des nappes d'eau situées dans son voisinage. Le parcours suivi a été d'une vingtaine de kilomètres, le facteur de dilution entre l'injection et l'émergence était de l'ordre du milliard; mais je crois que nos collègues ont profité avec beaucoup d'habileté d'un système détecteur très bien mis au point et d'une chance exceptionnelle. Le terrain dans lequel se mouvait leur indicateur était du sable de silice, extrêmement peu adsorbant. Il en va tout autrement lorsqu'on se trouve en présence d'alluvions ou d'humus et il est vain de se livrer à des expériences d'hydrologie sans des études préalables sérieuses, sous peine de discréditer la méthode.

Nous avons entamé ces études grâce au procédé de percolation couramment utilisé dans l'étude des sols. On fait couler à travers une colonne aussi représentative que possible des terrains dont la traversée est soupçonnée, une solution contenant, dans des conditions convenables, le produit que l'on veut essayer comme marqueur. La solution ayant traversé la colonne est examinée par fractions ou en continu.

Normalement on obtient des courbes en cloche du type de celles de la figure 4 où l'on a porté en abscisse le volume ayant traversé la colonne et en ordonnée la concentration du traceur (rapportée à sa valeur dans la solution initiale). La mesure de celle-ci par radioactivité est extrêmement commode et permet de faire rapidement des expériences qui, si elles devaient reposer sur l'analyse chimique, pourraient être longues et pénibles. Nous avons décrit antérieurement [2] l'interprétation qualitative de ces courbes et indiqué des résultats préliminaires, obtenus sur un sol donné. Les cations sont fortement retenus par le sol, ainsi que des anions complexes, et nous avions alors l'espoir que des molécules organiques, peu solubles dans l'eau, mais relativement peu polaires, pourraient constituer de bons traceurs. Ces espoirs ne se sont pas confirmés dans nos essais ultérieurs non plus que dans ceux faits par Buchan [8] au Royal College of Mines de Londres.

Par contre, nous avons obtenu des résultats satisfaisants avec des anions simples [5].

Les courbes de la figure 4 représentent les résultats obtenus en faisant percoler à travers une colonne de 1 m diverses solutions, en particulier des solutions de bromure et d'iodure de sodium marqués sur l'halogène. La courbe relative à de la fluorescéine à 100 mg/l part tard (signe de forte adsorption) et ne monte jamais haut. Le rendement de passage de la fluorescéine, à cette concentration élevée, a été de 15 pour 100 tandis qu'à la dose de quelques microgrammes par litre les bromures ou iodures nous

[5] Je tiens à noter ici l'influence, stimulante pour nous, des discussions du Congrès d'Oxford de juin 1951; *cf.*, en particulier, Aten [9].

ont donné des courbes partant beaucoup plus tôt et montrant des rendements de passage de 90 à 97 pour 100. Il s'agissait là d'alluvions argileuses et très fines.

Comme dans le cas des gaz, la courbe de passage s'étale à mesure que la distance augmente entre le point d'injection et le point de détection. La figure 5 montre, pour une même solution et un même échan-

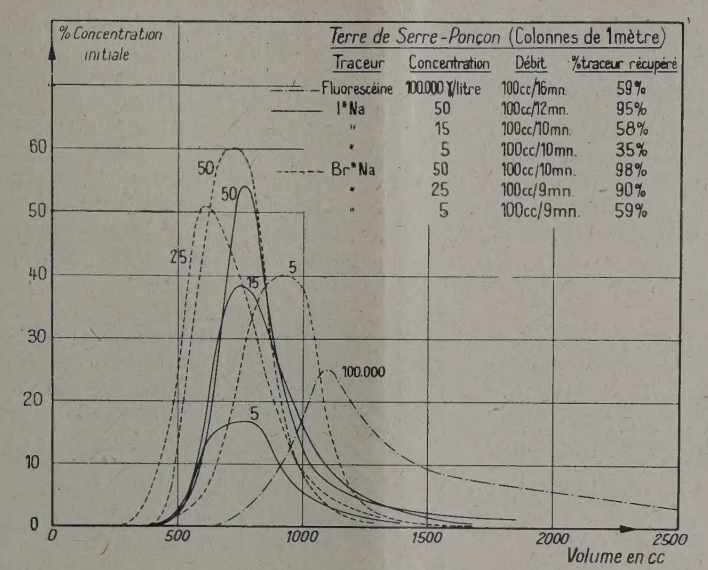


Fig. 4.

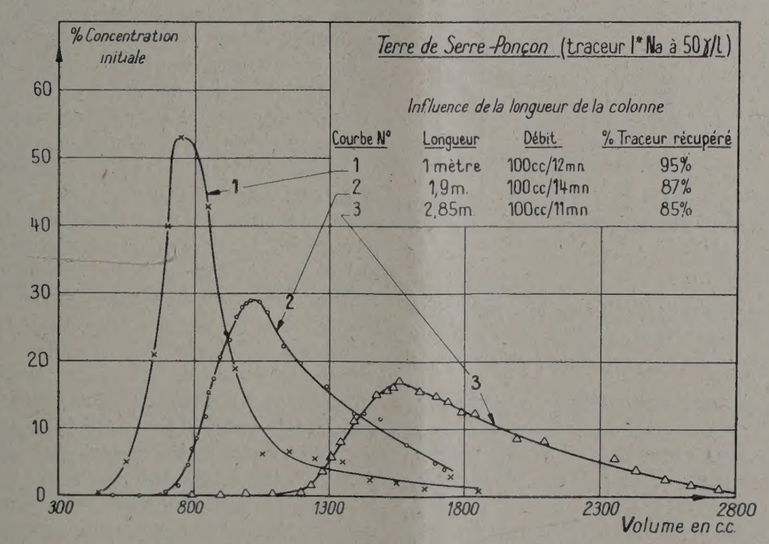


Fig. 5.

tillon de terre, les courbes d'élution obtenues sur des colonnes de 1, 2 et 3 m.

Tout ceci montre combien le risque d'échec est sérieux lorsqu'il s'agit de passer du laboratoire au terrain et de chercher des connexions ou des fuites à des distances de l'ordre de quelques centaines de mètres ou plus. L'Électricité de France et la Société Solétanche (6) ont cependant décidé de courir ce risque avec nous et une expérience a été tentée au site d'étude du futur barrage de Serre-Ponçon, sur la Durance.

(6) Respectivement représentées par MM. Schneebeli et Brillant, ingénieurs, que je remercie de leur coopération.

En ce point, des essais de rabattement par pompage faisaient soupçonner une liaison entre un piézomètre foré sur la rive gauche de la Durance et une galerie profonde qui passe sous le lit de la rivière et dans laquelle existent des venues d'eau très considérables. Sur ce parcours de l'ordre d'une centaine de mètres, ce qui est assez faible évidemment en hydrologie, des expériences classiques de communication par coloration n'avaient pas réussi; on avait, en 1950, utilisé plusieurs dizaines de kilogrammes d'éosine sans trouver de résurgence après dix jours de pompage (cf. *fig.* 6, un plan simplifié des lieux).

Nous avons injecté les quantités maxima d'iodure

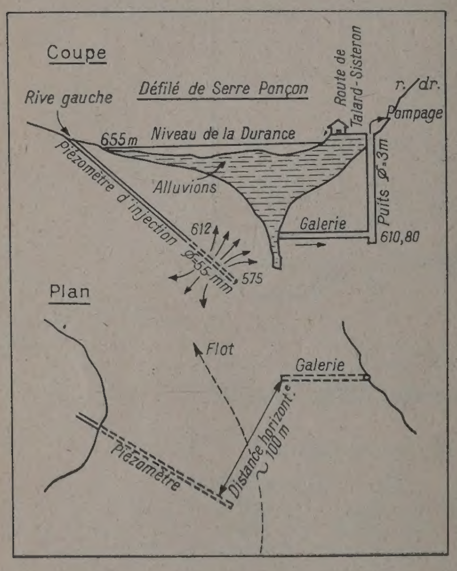


Fig. 6.

et de bromure de sodium radioactifs qu'Harwell pouvait mettre à notre disposition, c'est-à-dire 250 mC de ^{131}I $\left(T_{\frac{1}{2}} \sim 8 \text{ jours}\right)$, et un curie de ^{82}Br $\left(T_{\frac{1}{2}} \sim 36 \text{ h}\right)$, ce qui représentait, par suite des délais de transport, une commande de 1,6 C.

A ces traceurs étaient ajoutés 5 et 3,7 kg respectivement de bromure et d'iodure de sodium de façon à diluer le produit actif et à diminuer la perte par adsorption sur les terrains traversés. Le tout était dissous dans 25 l d'eau, et injecté sous pression (30 m d'eau) dans un piézomètre crépiné, de façon à pénétrer dans le sol à 70 m environ au-dessous du point d'injection. On rinçait ensuite rapidement avec environ 500 l d'eau.

L'eau de la galerie était pompée à raison de 3,5 m^3/mn, dont 15-20 l/mn étaient dérivés dans le dispositif de détection. Celui-ci était constitué par un récipient de 35 l, abrité par 5 cm de plomb, dans lequel plongeaient quatre compteurs à cathode de Pb, ayant une surface totale de 8 dm^2. Le volume du récipient et la disposition géométrique des compteurs assuraient le rendement optimum de comptage pour le rayonnement relativement mou de ^{131}I. Les compteurs attaquaient un intégrateur muni d'un enregistreur. On pouvait également faire des comptages ordinaires à l'aide d'une échelle de 100. Dans ces conditions, nous pouvions bien déceler 0,5 μC/m^3, représentant la dilution par un facteur de 10^7 environ de l'activité injectée.

A de telles dilutions, les quantités de traceurs inactifs injectées donnent des concentrations de quelques microgrammes par litre, décelables analytiquement, encore que la teneur courante en bromure et iodure de l'eau pompée puisse être de cet ordre de grandeur.

En fait l'activité apparut dans l'eau de pompage environ 24 h après l'injection; elle évolua comme le montre la figure 7 où sont également portées les concentrations en Br^- et I^-, déterminées après coup sur les prélèvements d'eau effectués de temps à autre (7).

Suivant les hypothèses faites sur la loi de réapparition du traceur, la proportion de la quantité injectée que l'on retrouve varie de 25 à 60 pour 100.

On peut donc considérer l'expérience comme réussie. Mais la radioactivité était-elle nécessaire, puisque des dosages relativement simples auraient pu suffire ?

Nos collègues de l'Électricité de France et de Solétanche estiment que, dans ce cas au moins, l'intérêt de pouvoir enregistrer le phénomène justifie la complication et la dépense qu'entraînent l'achat et le transport des traceurs, ainsi que le transport des instruments de détection et des opérateurs.

Je me suis un peu étendu sur cette expérience parce que sa description constitue, à ma connaissance, le premier compte rendu détaillé de telles applications hydrologiques. Il ne faut pas se faire illusion sur ce succès, obtenu de justesse, sur parcours extrêmement réduit.

La généralisation de cette méthode n'est certainement pas automatique et demandera dans tous les cas beaucoup de soin et d'expériences préalables. Si l'on voulait s'occuper de trajets plus longs, comme cela se produit souvent, en particulier dans les études hydrologiques en pays peu connu ou de géologie compliquée, on serait amené à utiliser des traceurs à vie beaucoup plus longue, à en utiliser des intensités considérables, ce qui pose non seulement des questions d'approvisionnement, mais le problème d'éventuelles contaminations insoupçonnées que l'on ne peut pas considérer à la légère

(7) L'activité provient du ^{82}Br seul, par suite d'une défectuosité chimique dans la livraison de ^{131}I utilisée. Cette défectuosité a été signalée à Harwell par d'autres utilisateurs ayant reçu des portions d'iode du même lot.

du point de vue de l'hygiène publique. Aussi devons-nous, souvent, décourager ceux des utilisateurs de radioéléments qui voudraient s'attaquer à des problèmes de ce genre ([8]).

D'autres possibilités n'ont pas encore été expérimentées. L'une consiste à utiliser des traceurs non actifs comme les bichromates, préconisés par Dodero [27] et, sur des prélèvements, à déceler ceux-ci en quantités infimes, au moyen de l'analyse par activation (*cf.* plus bas). L'emploi de tritium, traceur isotopique de l'hydrogène, semble théoriquement idéal, mais la mesure, et surtout la recherche continue du tritium, dont la radiation est extrêmement peu pénétrante, pose des problèmes sérieux de réalisation.

g. ÉTUDE DES AÉROSOLS, DES FILTRES ET DES POUSSIÈRES FINES. — Les méthodes radioactives permettent de marquer avec beaucoup d'efficacité des poussières très fines. Dès maintenant les aérosols d'oxyde d'uranium sont couramment employés pour mesurer l'efficacité des filtres d'air. Les études poursuivies au Commissariat à l'Énergie atomique par M. Labeyrie [10], [11] ont montré tout l'usage que l'on pouvait faire de la radioactivité dans les recherches sur les aérosols, les filtres, et surtout les poussières extrêmement fines.

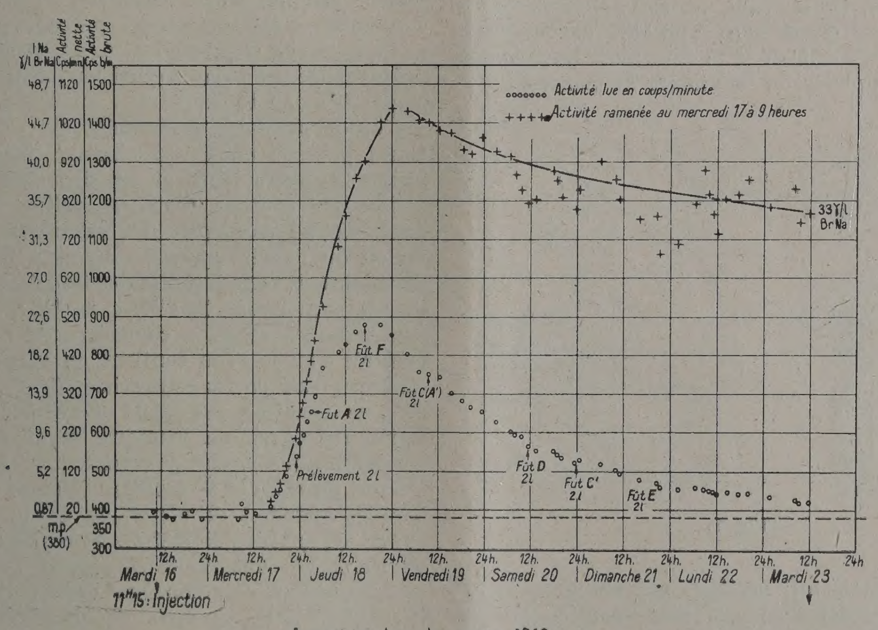


Fig. 7.

2. **Applications fondées sur l'absorption du rayonnement.** — *a.* JAUGES D'ÉPAISSEUR. — 1° Vous avez pu voir dans les salons de la Sorbonne, un grand nombre d'appareils dits « jauges d'épaisseurs », qui permettent la détermination (ou même la vérification continue en cours de fabrication) des épaisseurs de films divers, qu'il s'agisse de papier, de cuir, de tôle, etc. Ce sont maintenant des appareils commerciaux courants et l'on dispose, suivant le produit à contrôler, d'une gamme de sources dont le rayonnement est plus ou moins pénétrant [12]. Le plus souvent, ce sont des appareils par transmission; la source et le détecteur sont de part et d'autre de la feuille à mesurer. Il peut souvent être commode de travailler par rétrodiffusion. La source et le détecteur, placés du même côté de l'objet à examiner, sont séparés par un écran suffisant pour rendre négligeable l'effet du rayonnement direct. L'intensité du rayonnement rétrodiffusé augmente avec l'épaisseur, à peu près linéairement d'abord, puis de plus en plus lentement. L'appareillage est souvent plus délicat que lorsqu'on opère par transmission. Des applications importantes ont été mises au point par Brachet [13] au Laboratoire central des Constructions navales. On se trouve limité

([8]) Depuis que ce texte a été préparé nous avons procédé, en commun avec l'Électricité de France et l'Institut d'Hydrologie et de Climatologie de l'Université de Paris (MM. P. Urbain et M. Geslin), à une expérience où le trajet soupçonné était d'environ 20 km. Aucune résurgence n'a été constatée sept semaines après l'injection, ce qui ne permet pas de conclure.

pour appliquer cette méthode aux objets d'épaisseur assez grande. Il faut évidemment utiliser un rayonnement pénétrant, ce qui exige un bon isolement entre le détecteur et la source; autrement dit, si l'on n'a pas la place de passer derrière l'objet à étudier, il faut avoir beaucoup de place devant lui; nous avons pour cette raison échoué dans des tentatives d'application de cette méthode de rétrodiffusion (⁹).

2° A la demande de l'Électricité de France, et en collaboration avec un de ses ingénieurs, M. Leterrier, nous avons préparé un appareillage pour la mesure continue de la quantité de neige tombée en montagne.

Le principe, connu [24], en est l'absorption du rayonnement γ d'une source de ^{60}Co par la neige interposée entre celle-ci et le détecteur. Nous avons cherché à simplifier au maximum le montage.

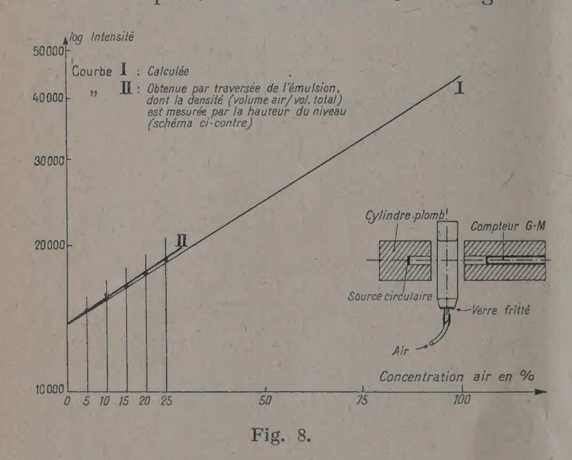


Fig. 8.

La source (100 mC de ^{60}Co) enfouie dans le sol (20 cm de profondeur) est diaphragmée par du plomb de façon que le faisceau γ couvre juste le compteur. Celui-ci, à remplissage d'halogène, est alimenté sous 400 V seulement. Il reste utilisable même lorsque la température s'abaisse jusqu'à —50°C et peut débiter assez d'électricité pour charger une capacité de 0,1 à 1 μF jusqu'à un potentiel de 1 V. La durée nécessaire pour atteindre ce potentiel est enregistrée à intervalles de temps donnés. Cette durée est d'autant plus grande que la masse de neige est plus considérable, et l'instrument peut aisément être gradué « en épaisseur d'eau ». Le détail des essais et de l'appareillage sera publié plus tard [25].

(⁹) Un mode ingénieux de détection vient d'être proposé par Putman [14] et promet d'étendre le champ d'application de la méthode. Le rayonnement diffusé ayant une énergie plus faible que le rayonnement incident peut être discerné de celui-ci en utilisant comme détecteur un cristal suivi d'un photomultiplicateur et d'une électronique à discrimination. Il n'est plus alors nécessaire d'isoler la source du détecteur.

b. Mesures de densité. — Nous examinons, actuellement, avec les laboratoires de l'Électricité de France, une canalisation où circule de l'eau qui peut entraîner des bulles d'air. Le problème posé est double :

1° repérer la présence d'air en quantité appréciable;

2° voir, si possible, quelle en est la distribution.

En principe, avec une source et un détecteur convenablement diaphragmés, il n'est pas difficile de voir si l'intensité transmise est plus grande en marche courante que lorsque la tuyauterie est complètement remplie d'eau immobile, et en promenant l'ensemble source-détecteur très rigidement monté le long de la canalisation, il est possible d'avoir quelque idée de la répartition des bulles d'air emportées par le liquide.

L'étude préalable a été faite avec des tubes de verre, puis de matière plastique, comportant une plaque de verre fritté ou un dispositif capable de diviser un courant d'air en bulles suffisamment fines. Le pourcentage d'air est mesuré par l'élévation du niveau apparent de l'eau dans le tube. On mesure la variation d'absorption du rayonnement (la source pouvant être ^{198}Au ou ^{60}Co). La droite 1 représente l'absorption calculée et la droite 2 celle mesurée lorsque l'eau contient, en volume, les pourcentages d'air portés en abscisse (*fig*. 8). Nous avons procédé ensuite à des essais pilotes sur une canalisation de 90 cm de diamètre montée de façon à permettre des mesures pneumatiques. La source (75 mC de ^{60}Co) et le détecteur étaient diaphragmés par des cylindres de plomb de 25 cm de longueur et de 12 cm de diamètre, percés d'une lumière de 2 cm. Le tout était solidement fixé. Pour des concentrations d'air comprises entre 5 et 14 pour 100 (en volume), les mesures pneumatiques et radioactives ont concordé à $\pm$ 5 pour 100 près (en valeur relative).

Dans tous les problèmes de ce genre, il n'y a pas de difficultés de principe. Quelques finesses de réalisation portent toujours sur la définition des faisceaux; on ne peut pas focaliser les radiations; on est donc toujours appelé à avoir des pseudo-focalisations par diaphragme, avec la complication inévitable correspondante de l'emploi de sources assez considérables.

3. **Analyse par activation ou par dilution isotopique**. — Le principe des méthodes d'analyse par activation ou par dilution isotopique est bien connu [1 *b*], [1 *d*], [1 *i*]. Je vais en indiquer quelques exemples, en rappelant que les journaux (puisqu'il s'agit souvent de journaux, en matière de science nucléaire appliquée) ont beaucoup parlé à un moment donné d'analyses toxicologiques d'arsenic par activation à la pile [16].

a. Application de l'analyse par activation a l'étude des problèmes d'usure. — L'analyse par activation permet, grâce à sa sensibilité, d'aborder aisément et rapidement l'étude des problèmes d'usure; dans les études courantes d'usure, on est souvent amené à prolonger les essais, simplement pour atteindre le seuil de détection de la matière à doser. Si une des pièces qui s'use contre une autre est radioactive, les limites de détection sont beaucoup plus faibles (souvent bien inférieures au microgramme). On peut donc faire des mesures assez rapides. On arrive même à des mesures d'usure sur des produits dont *a priori* on ne penserait pas qu'ils soient activables. M. Ezran, qui préparait une thèse sur l'usure et en particulier sur l'usure des engrenages de matière plastique, fut amené à faire un stage au Commissariat à l'Énergie atomique. Dans des expériences extrêmement courtes, où les essais d'usure proprement dits ne duraient pas au total plus d'un jour ou deux — et pouvaient même être utiles à partir de quelques heures — il a été en mesure d'étudier l'usure des engrenages plastiques, parce qu'il s'est trouvé que ceux-ci contiennent un peu de chlorure de sodium. On décèle très nettement, après passage à la Pile, l'activité du chlore et celle du sodium. La courbe d'usure en fonction du temps acquiert une pente régulière après une période initiale d'usure plus rapide qui fait ainsi nettement apparaître le rodage [15].

b. Analyse par activation des traces d'impuretés en métallurgie. — Je voudrais mentionner, sans m'y attarder, les expériences importantes qui se font actuellement en métallurgie, en particulier au laboratoire de M. Chaudron, sur les métaux légers extrêmement purs. Des traces d'impuretés ont été identifiées par leur activité, dosées par l'intensité de cette activité. De plus leur répartition peut être mise en évidence par une combinaison de métallographie classique et d'autoradiographie. On a pu ainsi montrer que, dans certains cas, des traces infimes d'impuretés n'étaient pas en solution solide, mais se déposaient à la limite des cristaux [18]. C'est là une méthode d'étude extrêmement élégante et pénétrante. De même diverses études sur la diffusion des impuretés dans les métaux ferreux ont été effectuées à l'Institut de Recherches de la Sidérurgie en collaboration parfois avec le Commissariat [19].

c. Analyse de gaz. — Les courants d'ionisation obtenus dans l'atmosphère à pression réduite d'une chambre à ionisation contenant une source α dépendent à la fois de la pression et de la nature du gaz. Le dispositif peut donc être utilisé soit comme manomètre, soit comme analyseur, après étalonnage convenable [26].

d. Méthodes de sondage nucléaire. — La radioactivité étant évidemment un moyen de déceler les éléments radioactifs, c'est sur elle que se fonde en bonne partie la prospection des minerais radioactifs et le Commissariat, a dû mettre au point un important matériel de sondage [20].

Mais ce n'est pas à la détection des seuls minerais radioactifs que ces méthodes de sondage nucléaire peuvent être appliquées. Les appareils sensibles au rayonnement extérieur peuvent être accompagnés de sources de rayonnements, en particulier de neutrons. Les neutrons émis diffusent dans le sol au voisinage du trou de sonde, ils y sont plus ou moins ralentis suivant la constitution des terrains et sont capturés par les éléments avides de neutrons lents. Il en résulte des rayons γ de capture, qui peuvent être décelés.

Lorsqu'on compare dans un même sondage les relevés d'activité naturelle avec les relevés d'activité par sources de neutrons, on peut avoir des indications extrêmement précieuses. C'est ainsi que les équipes du Commissariat ont pu montrer que les filons charbonneux décelés par examen minéralogique des carottes de sondage se marquaient extrêmement bien sur les sondages nucléaires. Leur émission γ spontanée est très faible, mais une très forte émission γ de capture neutronique (¹⁰) se manifeste aux niveaux carbonifères.

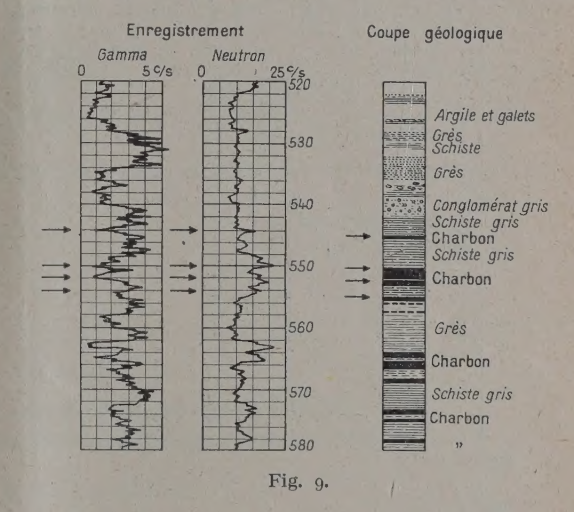


Fig. 9.

C'est ce que montre la figure 9 [21].

Ces méthodes, ainsi que la généralisation des méthodes de cartographie radioactive par exploration aérienne [22], devraient trouver d'importantes applications dans le domaine de la prospection en général.

e. Dosage de l'eau par ralentissement des neutrons. — On peut doser l'eau contenue dans

(10) L'hydrogène est de loin le plus efficace des ralentisseurs de neutrons; le carbone est un ralentisseur de moins bonne qualité.

un terrain, dans un béton, en se fondant sur la capture dans un détecteur approprié des neutrons ralentis par elle ([11]).

Une source de neutrons entourée par exemple d'un cylindre d'indium est introduite dans le milieu aquifère. Les neutrons rapides, émis par la source, diffusent dans le sol, sont ralentis, et un certain nombre d'entre eux revenant vers l'assemblage à l'état de neutrons épithermiques et thermiques, sont absorbés par l'indium ou tout autre détecteur de neutrons lents [23]. La densité de neutrons lents est proportionnelle à la teneur du ralentisseur (l'hydrogène) dans le milieu étudié.

Mais les neutrons lents étant extrêmement susceptibles d'être capturés par toutes sortes d'éléments, les résultats dépendent non seulement de la teneur en eau du sol, mais aussi des autres éléments

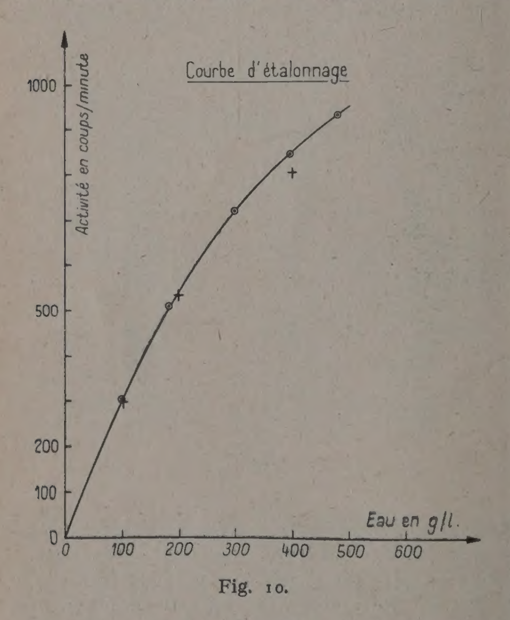


Fig. 10.

présents. On peut s'affranchir de cette difficulté en cherchant à déceler non pas les neutrons lents, mais ceux qui sont en cours de ralentissement. Il suffit d'utiliser comme détecteur la même feuille d'indium placée en sandwich entre deux feuilles de cadmium. L'indium n'est plus alors affecté que par les neutrons épithermiques, pour lesquels il présente une forte bande d'absorption (à 1,0 eV). Comme les constituants ordinaires du sol, éléments légers, n'ont pas de résonance marquée, la méthode devient beaucoup moins sensible à la nature du milieu aquifère.

La figure 10 donne une courbe d'étalonnage où l'on a porté, dans des conditions standard d'irradiation — nous employons une source de 50 mC de radium-béryllium — l'activité obtenue sur le cylindre d'indium protégé par du cadmium, comptée en impulsions par minute dans un dispositif de comptage déterminé, en fonction de la teneur en eau. Dès que celle-ci atteint 100 g/l, la précision est convenable.

De plus on voit que de la silice (points ronds) et de la baryte (croix) humides donnent la même courbe d'étalonnage alors que la seconde est, à poids égal, environ dix fois plus avide de neutrons lents que la première (*fig.* 10).

Cette méthode ne permet pas des mesures immédiates sur le terrain; elle n'est pas absolue car les densités de sol, en particulier, peuvent intervenir; elle est moins sensible que si l'on employait les neutrons thermiques. Mais le problème de la détermination de l'humidité du sol nous a été posé à diverses reprises et l'avenir dira quelle variante de la méthode satisfera le mieux les utilisateurs.

***

La plupart des applications qui viennent d'être décrites ont été réalisées (avec la participation parfois d'autres organismes cités dans le texte) par divers services du Commissariat à l'Énergie atomique.

Y ont pris part, en particulier, le Service des Constructions électriques (MM. Surdin, Labeyrie, Lallemant), ceux de Chimie Physique (MM. Hering, Lévêque, Hours), de Physique nucléaire (Mme Faraggi) et la Section des Radioéléments (M. C. Fisher). Mes collègues et moi ne prétendons à aucune originalité fondamentale pour ces exemples assez divers. Le présent exposé ne se justifie que par l'intérêt général des méthodes utilisant la radioactivité et par la nécessité, à un moment où ces méthodes ne sont pas encore généralement appliquées, de montrer sur des exemples concrets ce qu'elles permettent d'obtenir, quelles difficultés elles comportent et quel genre d'études et de mises au point elles demandent.

Manuscrit reçu le 19 janvier 1954.

([11]) En toute rigueur c'est l'hydrogène qui est ainsi dosé, quelle que soit la forme chimique sous laquelle il se trouve.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Exposés d'ensemble :
a. Aebersold P. et de Wiggin E. — *J. Chem. Ed.*, 1953, **30**, 229.
b. Radioisotope Techniques. *Isotope Techniques Conference*, Oxford, 1951, vol. II, H.M.S.O., Londres, 1952.
c. Eastwood W. S. — *Research*, 1952, **5**, 399.
d. Smales A. A. — *Atomics*, 1953, **4**, 55.
e. Zimen K. E. — Angewandte Radioaktivität, Springer, 1952.
f. Bradford. — Radioisotopes in Industry, Reinhold, 1953.

g. IRVINE S. W. Jr. — *Anal. Chem.*, 1949, **21**, 364.
h. HAISSINSKY M. — *Industrie Nationale*, avril-juin 1950, p. 37.
i. HUDGENS J. E. — *Anal. Chem.*, 1952, **24**, 1704.

[2] GUÉRON J. — *Nucleonics*, 1951, **9**, 53; *cf.* aussi [1 *b*], p. 6.
[3] CONDIT R. I. et GRAVES J. D. — *Nucleonics*, 1952, **10**, 18.
[4] PEYCHÈS I. — *Silicates industriels*, août-septembre 1952, p. 241.
[5] GUÉRON J. et PAGÈS A. — *Câbles et Transmissions*, janvier 1952, p. 96-102.
[6] GEMANT A. — *J. Appl. Phys.*, 1951, **22**, 460; 1953, **24**, 93.
[7] FEARNSIDE. — *Cf.* [1 *b*], p. 14.
[8] BUCHAN S. — Communication personnelle.
[9] ATEN. — *Cf.* [1 *b*], p. 15.
[10] LABEYRIE J. et PELLÉ M. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 477.
[11] LABEYRIE J. — *Thèse*, Paris, 1953.
[12] SYKE G. — *Cf.* [1 *b*], p. 144-159.
[13] BRACHET C. — Association Technique Maritime et Aéronautique, session de 1950.
[14] PUTMAN J. L. — Communication personnelle.
[15] EZRAN. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1947; *Rev. gén. Méc.*, 1952, **48**, 381; *Thèse d'ingénieur-docteur*, Paris, 1952; cf. *Nucleonics*, 1952, **10**, 67.
[16] GRIFFON H. et BARTAUD J. — *Atomes*, mars 1953, p. 75; *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1455; *Ann. Pharm, Fr.*, 1951, **9**, 545.
[17] BORCK et NANNESTAD L. — *Teleteknik*, janvier et juillet 1951.
[18] ALBERT P., CARON M. et CHAUDRON G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 1108; 1953, **236**, 1030; *cf.* [1 *b*], p. 171.
[19] KOHN A. — *Rev. Métall.*, 1951, **48**, 219; *Documentation métallurgique*, janvier, février, mars 1953, etc.
FARAGGI H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 959; 1952, **235**, 714.
[20] BERBEZIER J., CHAMINADE R. et LALLEMANT C. — *Ann. Géophys.*, 1952, **8**, 261 et 314.
[21] BERBÉZIER J. — *Onde Électrique*, 1953, **33**, 553.
[22] *Voir*, entre autres, U. S. Atomic Energy Commission. *Semiannual reports to Congress*, 1952, **12**, 4; 1953, **13**, 7.10; 1953, **14**, 7.
[23] LANE D. A., TORCHINSKY B. B. et SPINKS J. W. T. — *Eng. J.*, 1953, p. 2.
[24] DOREMUS J. A. — *Electronics*, 1951, **24**, 2 et 88.
[25] LETERRIER et LÉVÊQUE P. — A paraître.
[26] GIMENEZ C. et LABEYRIE J. — *J. Phys. Rad.*, 1951, **12**, 64 A.
[27] DODERO. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1462.
GUNTZ A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 2423.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.
PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 5.
TOME 15, MAI 1954, PAGE 75 A.

DISTRIBUTION DE LA DENSITÉ DES NEUTRONS THERMIQUES A L'INTÉRIEUR D'UNE CELLULE A URANIUM NATUREL ET EAU LOURDE.

Par A. ERTAUD et P. ZALESKI,
Commissariat à l'Énergie atomique,
Service de la Pile de Châtillon.

Sommaire. — On applique la méthode d'autoradiographie à l'étude de la distribution des neutrons thermiques dans une cellule uranium, eau lourde avec lame d'air.

On en déduit la longueur de diffusion des neutrons thermiques dans l'uranium et l'on compare les résultats obtenus avec la théorie élémentaire appliquée au calcul du coefficient d'utilisation thermique d'une cellule de diffusion. La longueur trouvée $L = 1,24$ cm est à comparer avec la longueur de diffusion $L = 1,30$ donnée par Guggenheim et Pryce dans le calcul des cellules à graphite.

Introduction. — Nous avons appliqué la méthode d'autoradiographie de détecteurs [1], [2] à l'étude de la répartition de la densité des neutrons thermiques dans une cellule de pile à uranium naturel et à eau lourde, avec lame d'air autour de l'uranium.

Comme nous l'avions déjà signalé, la méthode d'autoradiographie est particulièrement bien adaptée à ce genre de mesures, c'est d'ailleurs en vue d'un tel travail qu'elle a été mise au point.

Dispositif expérimental et mesures. — La cellule expérimentale dont on trouvera ci-dessous les dimensions remplaçait une barre d'uranium de la pile de Châtillon. L'emplacement de cette cellule a été choisi de façon qu'elle se trouve vers le centre de la pile et, par conséquent, dans une région de la densité variant peu avec le rayon.

La cellule utilisée est représentée figure 1, qui indique également le dispositif de tenue des détecteurs.

La cellule étudiée est à uranium métallique, avec gaine d'aluminium, lame d'air et tube d'aluminium isolant la lame d'air de l'eau lourde.

Les dimensions sont les suivantes :

Uranium, diamètre : 29,3 mm; gaine d'aluminium,

épaisseur : 1,5 mm; lame d'air, épaisseur : 16,9 mm; tube extérieur, diamètre : 66,8 × 70; longueur de la barre : 170 cm.

Les mesures ont été faites suivant un diamètre. Les détecteurs utilisés sont des détecteurs de

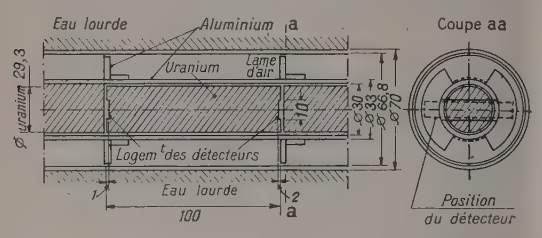


Fig. 1.

manganèse 5 × 65 mm (dépôt sous vide d'environ 2 μ d'épaisseur sur support en nitrate de cellulose). Pour protéger les détecteurs contre la pollution possible par les produits de fission, on les entoure de cellophane.

On mesure « l'effet total » (sans cadmium) dans la fenêtre de 1 mm d'épaisseur et simultanément l'effet cadmium dans la fenêtre de 2 mm d'épaisseur (*voir fig.* 1).

Les détecteurs sont placés dans la région du flux maximum. De plus, les irradiations des deux détecteurs sont simultanées ainsi que les expositions photographiques. Les résultats des mesures sous cadmium sont évidemment moins précis que ceux obtenus par le détecteur nu (à cause du faible noircissement de la plaque photographique), mais il

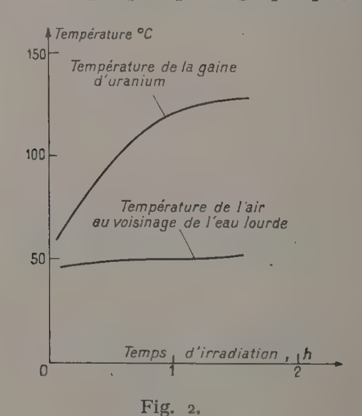


Fig. 2.

s'agit ici d'un terme correctif sur lequel on peut tolérer des erreurs plus grandes que sur le terme principal (détecteur nu).

Au cours des irradiations, l'uranium a chauffé assez notablement. La température était mesurée à l'aide de deux thermocouples, l'un placé contre le gainage de l'uranium, l'autre dans la lame d'air et au voisinage de l'eau lourde.

La figure 2 montre la variation de température observée au cours de l'irradiation des détecteurs. On peut admettre que les résultats obtenus sont relatifs à une température moyenne d'environ 110° C dans l'uranium. La température de l'air dans la gaine au voisinage de l'eau lourde est maintenue à environ 50° C.

Résultats expérimentaux. — Les résultats de l'irradiation sans et avec cadmium sont donnés figure 3, courbes A et B.

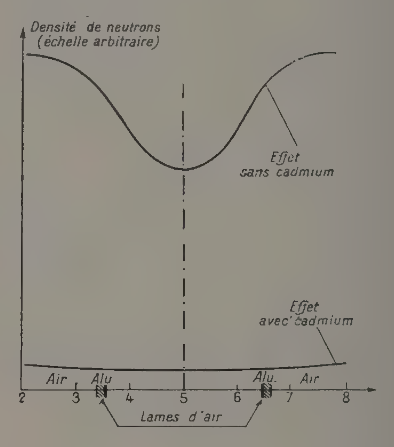


Fig. 3.

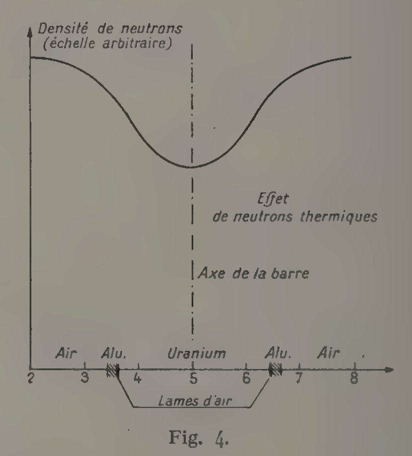


Fig. 4.

La répartition suivant un diamètre de la densité des neutrons est obtenue en soustrayant la courbe B de la courbe A (*fig.* 4).

La précision estimée pour le résultat définitif est d'environ ± 2,5 pour 100 (tout au moins dans la partie relative à l'uranium), étant entendu qu'il ne s'agit ici que de mesures relatives.

L'imperfection du montage expérimental rend moins précises les parties de la courbe correspondant au passage du détecteur dans l'aluminium et dans l'air. Par contre, la région de la courbe relative à

l'uranium est suffisamment précise pour qu'on puisse en comparer le résultat obtenu à la distribution de densité calculée par les méthodes habituelles [3].

On sait que, dans la théorie élémentaire dans laquelle on suppose que les sources de neutrons sont réparties uniformément dans le ralentisseur et pour laquelle on applique l'équation élémentaire de la diffusion, on trouve dans l'uranium une répartition de densité de neutrons

$$n = AI_0\left(\frac{r}{L}\right),$$

A étant une constante, I_0 la fonction de Bessel modifiée de 1re espèce et d'ordre zéro, et L, la longueur de diffusion du milieu considéré.

La figure 5 montre sur le même graphique la courbe expérimentale et la courbe théorique pour deux valeurs de L (1,20 et 1,25 cm). On constate qu'il y a un accord relativement bon et assez inattendu entre la répartition des neutrons calculée par la théorie élémentaire et leur répartition expérimentale. Cet accord permet de choisir une valeur de L, convenable pour le calcul des cellules.

L'examen des résultats montre que, dans ce cas et pour l'uranium utilisé (densité 19), la valeur à adopter dans le calcul du coefficient d'utilisation thermique d'une cellule à uranium naturel avec lame d'air est de 1,24 ± 0,03 cm. On peut comparer ce résultat avec la valeur 1,30 cm de la longueur de diffusion dans de l'uranium, adoptée par Guggeinheim et Pryce [3] dans le calcul d'un réseau uranium graphite.

D'autre part, l'expérience montre que dans la lame d'air, la densité est sensiblement plus élevée pour la région périphérique (voisinage de l'eau lourde) que pour la région voisine de l'uranium. Ce résultat avait déjà été prévu théoriquement par M. Yvon [4]. Dans le cas considéré, le rapport des densités de neutrons entre le bord externe et le bord interne de la gaine est de 1,08. Étant donné la précision moins bonne de cette partie de la courbe, on peut admettre un accroissement d'environ 10 pour 100 de la densité entre les bords interne et externe de la lame d'air.

Ce résultat montre le désaccord qui existe entre la théorie élémentaire du calcul des cellules de piles (*voir*, par exemple, Guggenheim et Pryce, *réf. cit.* et aussi Glasstone et Edlund [5]). Dans la théorie élémentaire, on admet qu'il n'y a pas de variation de densité de neutrons le long du rayon au cours du passage dans la gaine d'air. L'expérience montre qu'il n'en est rien et que la dépression dans l'air est loin d'être négligeable.

Nous avons appliqué ces résultats au calcul du coefficient d'utilisation thermique de la cellule

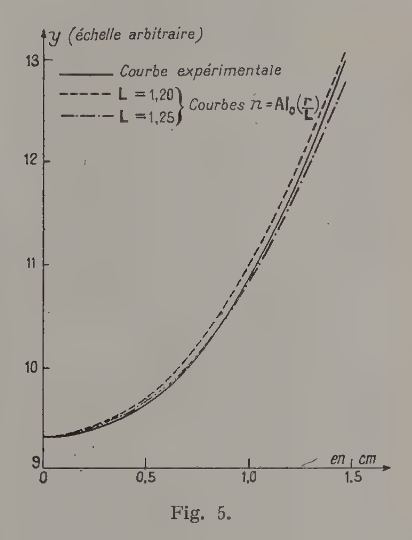


Fig. 5.

expérimentée, en admettant que, dans l'eau lourde, la théorie élémentaire s'appliquait avec les constantes connues.

Le tableau suivant résume les résultats du calcul :

	L = 1,30 (valeur de Guggenheim et Pryce).	L = 1,24 (tirée de l'expérience).
Densité constante dans la lame d'air........................	0,94114	0,94077
Densité variable dans la lame d'air, suivant nos résultats expérimentaux	0,93933	0,93894

Les variations de f auront relativement peu d'importance dans le cas d'une pile à eau lourde, mais peuvent jouer un certain rôle pour les piles au graphite dont le k_∞ est plus voisin de l'unité.

Manuscrit reçu le 13 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Ertaud A., Zaleski P. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 191.
[2] Bourgeois J., Jacquesson J. et Zaleski P. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 198.
[3] Guggenheim E. A. et Pryce H. L. — *Nucleonics*, 1953, **11**, 50.
[4] Yvon J. — Communication privée.
[5] Glasstone S. et Edlund Milton C. — The elements of nuclear reactor theory. D. Van Nostrand Co, New-York, p. 264 et suiv.

SUPPLÉMENT AU N° 5.
TOME 15, MAI 1954, PAGE 78 A.

DOSAGE DU RADON DANS L'AIR.

Par Mme G. DELIBRIAS,
Commissariat à l'Énergie atomique.
Centre d'Études Nucléaires, à Saclay.

Sommaire. — On décrit une méthode de dosage de traces de radon dans l'atmosphère. La sensibilité maximum de dosage est de 10^{-12} Curie/l, soit 1/10e de la dose de tolérance. L'appareillage de mesure utilisé comprend une chambre d'ionisation et un amplificateur à courant continu.

Introduction. — L'air contient normalement une certaine quantité de Radon, de l'ordre de 10^{-10} Curie par m³ d'air au-dessus des continents [5]. Mais, les teneurs de l'air en radon sont beaucoup plus fortes et peuvent être dangereusement élevées dans les laboratoires où l'on manipule des sels de radium, dans les locaux de stockage de minerai d'uranium, dans les salles de traitement de minerai et dans les mines.

La dose de tolérance actuellement admise est de 10^{-11} Curie de radon par litre d'air respiré; cette dose est valable pour un travail hebdomadaire de 40 h.

Il convient donc d'être en mesure de déterminer aisément la teneur de l'air en radon au voisinage de cette valeur.

Plusieurs procédés peuvent être employés pour le dosage du radon.

1° Un premier procédé consiste à compter individuellement les particules α émises par le gaz introduit à l'intérieur d'un compteur fonctionnant en régime proportionnel [1] ou à l'intérieur d'une chambre d'ionisation à impulsions [3], [2].

La sensibilité limite atteinte actuellement par la méthode de mesure par impulsions dans une chambre d'ionisation est de 10^{-13} Curie de radon [2]. Il faut alors utiliser un mélange gazeux approprié, ou supprimer soigneusement toute trace d'oxygène à l'intérieur du compteur ou de la chambre. En outre, l'appareillage électronique indispensable, amplificateur, échelle, haute tension est assez important.

2° Un second procédé consiste à mesurer la valeur moyenne du courant d'ionisation produit dans une chambre d'ionisation. Le gaz utilisé à l'intérieur de la chambre est l'air. On évite ainsi les opérations de remplissage avec un mélange gazeux spécial et l'on supprime l'ensemble amplificateur-échelle.

Les appareils couramment utilisés pour ce genre de mesure sont les électromètres et les amplificateurs à courant continu (1).

Nous utilisons cette seconde méthode au C. E. A. pour le dosage du radon dans l'air. Le courant d'ionisation est mesuré à l'aide d'un amplificateur à courant continu. Les quantités les plus faibles de radon pouvant être mesurées sont de 10^{-12} C, c'est-à-dire le 1/10e de la dose de tolérance.

L'air contenant le radon est prélevé sans précautions spéciales dans une ampoule et transféré ensuite dans une chambre d'ionisation. Nous donnons ici les points principaux de cette méthode.

La chambre d'ionisation. — *Description.* — La chambre d'ionisation (*fig.* 1) utilisée est en verre,

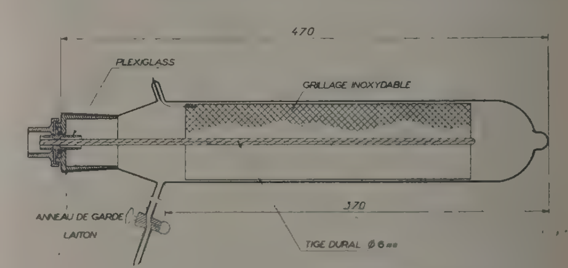


Fig. 1. — Schéma de la chambre d'ionisation utilisée pour le dosage du radon.

à cathode intérieure constituée par un grillage en acier inoxydable. L'électrode centrale est une tige en duralumin de 4 mm de diamètre. Le volume utile de la chambre est de 1 l environ. L'isolement de l'électrode centrale est assuré par un passage en plexiglass. Un anneau de garde évite les fuites de courant entre électrodes le long des isolants. La résistance d'isolement de la chambre entre électrode collectrice et anneau de garde est de $5 (\pm 2) . 10^{15}\,\Omega$.

Mesure du courant d'ionisation. — La chambre d'ionisation est suivie d'un préamplificateur et d'un amplificateur à courant continu standard, du

(1) Une méthode de dosages du Rn récemment employée utilise la fixation du dépôt actif du radon sur des aérosols. La sensibilité de ces dosages peut atteindre 10^{-15} Curie de radon [7].

type C.E.A. [6]. L'électrode centrale, qui est l'électrode collectrice de la chambre d'ionisation, est reliée à la grille d'entrée du préamplificateur.

La tension de collection utilisée est la tension continue de 200 V prélevée sur l'alimentation de l'amplificateur.

Étalonnage de la chambre. — Un carbonate de baryum radifère dont la teneur en radium est

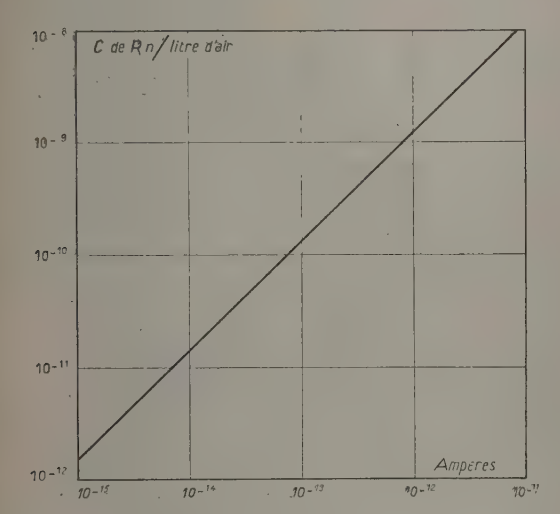


Fig. 2. — Courbe d'étalonnage de la chambre d'ionsiation.

connue ($5{,}6.10^{-7}$ Curie de radium par gramme de sel), nous a été fourni par l'Institut du Radium. Des quantités variables de ce sel, mises en solutions constituent des sources de radon d'intensité connue de 10^{-11} à 10^{-8} Curie.

Ces sources de radon ont permis d'étalonner la chambre. La courbe indiquant la variation du courant d'ionisation mesuré en fonction de la teneur en radon de l'air remplissant la chambre est donnée par la figure 2.

Le remplissage de la chambre d'ionisation se fait directement à travers un desséchant $(Cl\,O_4)_2\,Mg$ avec de l'air qui s'est chargé de Rn par barbotage dans la solution de radium [5] : la durée du barbotage pour un volume de 1 l est de 20 mn. Tout le radon est alors extrait de la solution. En effet, un second barbotage effectué immédiatement après le premier n'entraîne aucune trace de radon.

Les mesures du courant d'ionisation sont toujours effectuées 3 h 30 mn après le remplissage de la chambre; le radon est alors en équilibre radioactif avec son dépôt actif à période courte (tableau I).

Sensibilité et précision des mesures. — Le courant le plus faible que l'on puisse apprécier avec une résistance d'entrée de $10^{13}\,\Omega$, à l'aide de l'amplificateur à courant continu utilisé est de 10^{-15} A (c'est-

Tableau I.

Élément.	Période.	Émetteur.
Rn	3,8 jours	α
Ra *A*	3 mn	α
Ra *B*	27 »	β
Ra *C*	20 »	β
Ra *C'*	10^{-4} s	α

à-dire, 10 pour 100 de la déviation totale sur la sensibilité 0,1 V), ce qui correspond à 10^{-12} Curie de Rn par litre d'air dans la chambre d'ionisation.

La précision des mesures effectuées est variable avec la teneur de l'air en radon (tableau II).

Tableau II.

Teneur de l'air en Radon (C/l).	Précision des mesures (pour 100).
10^{-12}	± 45
10^{-11}	± 18
10^{-10}	± 8
10^{-9}	± 5
10^{-8}	± 2

Ces erreurs résultent des erreurs commises lors de la préparation des solutions et surtout des erreurs de lecture commises lors de la mesure du courant d'ionisation.

Prélèvements d'air. — Les prélèvements d'air sont effectués dans les locaux où l'on suppose trop forte la concentration de radon dans l'air.

Des ampoules de verre, de 1 l de volume, préalablement vidées, sont remplies avec l'air ambiant, refermées et envoyées en laboratoire.

Transport du radon de l'ampoule dans la chambre d'ionisation. — Deux solutions peuvent être envisagées :

1° L'air contenu dans l'ampoule est détendu dans la chambre d'ionisation, à travers un desséchant.

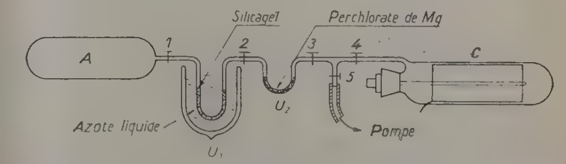


Fig. 3. — Schéma de l'appareil utilisé pour le transport du radon dans la chambre d'ionisation.

Dans ce cas, si la teneur en radon de l'air prélevé est faible, le courant d'ionisation peut être difficilement mesurable, la quantité de radon contenue dans l'ampoule se répartissant dans les volumes de l'ampoule, de la chambre d'ionisation et du desséchant.

2° Le radon contenu dans l'ampoule de prélèvement est transporté intégralement. C'est cette dernière solution que nous utilisons systématiquement. Le transport se fait par adsorption du radon sur du silicagel porté à la température d'ébullition de l'azote liquide; à la température de l'eau bouillante, le silicagel restitue intégralement dans la chambre d'ionisation le radon qu'il avait adsorbé. Différentes quantités de radon, extraites de solutions étalonnées, ont été transportées dans la chambre d'ionisation par ce procédé : la totalité du radon envoyé a été retrouvée dans la chambre d'ionisation.

Manuscrit reçu le 24 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Sandborn C. Brown, Elliot L. G. et Robley D. Evans. — *Rev. sc. Instr.*, 1942, **13**, 147-151.
[2] Curtiss Leen F. et Davis Francis J. — *Bur. Stand. J. Research*, 1943, **31**, n° 1.
[3] Hudgens J. E., Benzing R. O., Coli J. P., Meger R. C. et Nelson L. C. — *Nucleonics*, 1951, **9**, n° 2.
[4] Jacobi R. B. — *J. Chem. Soc.*, 1949, n° 2, p. 314-318.
[5] Curie Mme P. — Radioactivité, 1910.
[6] Labeyrie J., Lallemant C., Weill J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 32A-36A.
[7] Labeyrie J. — Mesure des concentrations et propriétés des aérosols radioactifs émetteurs α *Thèse*, Paris, 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.
SUPPLÉMENT AU N° 5. TOME 15, MAI 1954, PAGE 80 A.

MESURES DE SONDES DANS UNE SOURCE D'IONS A ÉLECTRONS OSCILLANTS.

Par MM. Max HOYAUX, Robert LEMAITRE et Paul GANS,
Centre Nucléonique des A. C. E. C., Charleroi (Belgique).

Sommaire. — L'article qui va suivre présente les vérifications expérimentales de la Théorie des sources d'ions à électrons oscillants établie par l'un d'entre nous [1]. En accord avec cette théorie, la distribution radiale de la densité électronique est très proche d'une courbe de Gauss, tandis que la distribution radiale du potentiel est sensiblement parabolique. Les mesures ont été faites jusqu'ici uniquement dans la vapeur de mercure.

1. **But de la recherche.** — Le but de la présente recherche est la vérification expérimentale des données théoriques obtenues par l'un d'entre nous [1] relativement aux sources d'ions à électrons oscillants. Parmi les résultats essentiels, signalons :

a. Confirmation par voie théorique de l'existence de deux états distincts : état normal « Normal state » et état supérieur « Superstate », le premier correspondant à une décharge électronique pure dans un champ magnétique, le second à une décharge bipolaire.

b. La distribution radiale de l'ionisation dans l'état supérieur (« Superstate ») est une courbe de Gauss.

c. La distribution radiale du potentiel d'espace est une parabole.

d. Si les conditions d'extraction restent fixes, le courant ionique est proportionnel au courant électronique.

2. **Principe de la méthode.** — La théorie des sondes [2], [3] est bien connue et a déjà été usilisée dans notre laboratoire pour l'étude d'autres types de décharges [5] à [13].

Rappelons que l'on appelle « sonde » une électrode auxiliaire de petites dimensions immergée dans le plasma d'une décharge. Une sonde isolée tend à prendre un potentiel différent du potentiel d'espace; en effet, les électrons, étant plus rapides, la frappent en plus grand nombre que les ions et font baisser son potentiel jusqu'à une valeur suffisamment négative pour ralentir les électrons et accélérer les ions de manière à compenser la différence. Ce potentiel s'appelle potentiel flottant.

Si la sonde est polarisée négativement, au delà du potentiel flottant, elle capte un excès de courant ionique (négatif par convention).

Pour une sonde cylindrique et un plasma de faible densité, le carré du courant ionique est une fonction linéaire du potentiel de sonde.

Si la sonde est polarisée positivement par rapport au potentiel flottant, elle capte un excès de courant électronique (négatif par convention).

Langmuir a démontré que le courant électronique

est une fonction exponentielle du potentiel de sonde jusqu'au droit du potentiel d'espace.

Au delà du potentiel d'espace, le courant d'une sonde cylindrique peut, dans certains cas, varier de telle manière que son carré soit une fonction linéaire du potentiel de sonde; mais les mesures sont plus malaisées que pour la branche ionique; en outre, un arc ne tarde pas à jaillir entre la sonde et le plasma.

Nous disposons de deux méthodes pour étudier les caractéristiques de sonde :

a. Porter le carré du courant ionique en fonction du potentiel de sonde; on obtient ainsi une droite dont le coefficient angulaire est proportionnel au carré de la concentration ionique, et dont l'abscisse à l'origine est, en première approximation, le potentiel d'espace au droit de la sonde (elle en diffère d'une quantité $\frac{kT}{q}$; k, constante de Boltzmann; T, température électronique; q, charge de l'électron).

b. Porter le logarithme du courant électronique en fonction du potentiel de sonde; la partie gauche est une droite traduisant une exponentielle de sous-tangente $\frac{kT}{q}$; le potentiel d'espace est le point où la courbe réelle décolle de cette droite; la concentration est proportionnelle au courant en ce point. Pour plus de détails, *voir* [2], [3] et [8]; ce dernier Mémoire contient notamment une étude comparative des sondes planes et des sondes cylindriques, étude sur laquelle nous aurons à revenir plus loin.

3. **Dispositif expérimental** (*fig.* 1). — Le plasma que nous nous proposons d'étudier est délimité

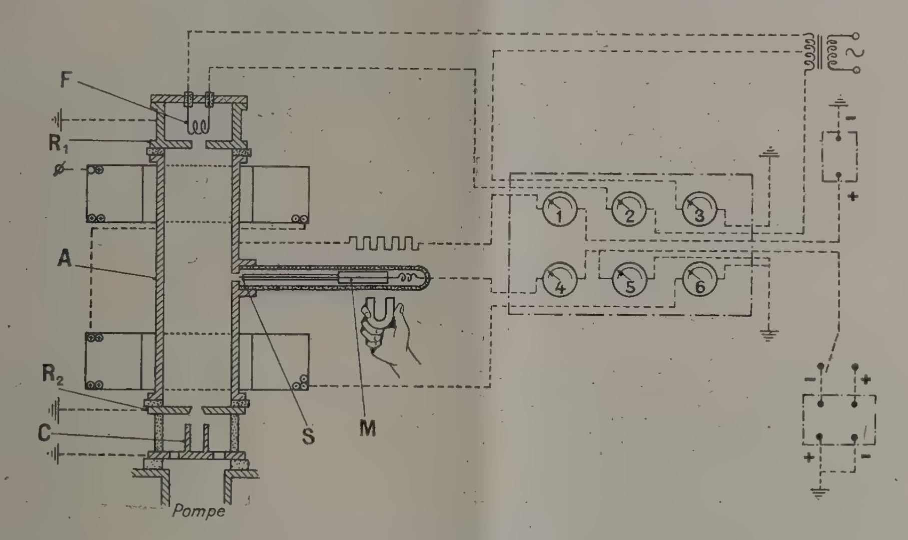


Fig. 1. — 1. Courant d'anode; 2. Courant filament; 3. Courant d'émission; 4. Courant de sonde; 5. Tension de sonde; 6. Courant bobines.

par un corps principal A appelé anode d'accélération, cette anode est constituée d'un tube en laiton de 70 mm de diamètre intérieur et de 300 mm de longueur. L'ouverture latérale, de 10 mm de diamètre, permet le passage de la sonde mobile S. La position de cette sonde est réglée par l'action, sur la masselotte M d'un aimant permanent tenu à la main. L'ensemble plonge dans un champ magnétique intense et homogène créé par des bobines de Helmholtz.

Les électrons sont émis par un filament nu F, en tungstène, capable de supporter un courant de chauffage de 30 A; leur mouvement pendulaire est limité aux extrémités de l'anode par deux « électrodes de répulsion » R_1 et R_2, en laiton. Les électrons pénètrent dans le volume de la décharge à travers un orifice percé dans R_1; un orifice symétrique percé dans R_2 permet, en principe, l'extraction des ions dont le courant peut être mesuré grâce au cylindre de Faraday C.

L'ensemble est évacué au moyen d'une pompe à diffusion à vapeur de mercure sans piège attaquée par une pompe rotative.

Dans l'état actuel de nos recherches, la décharge jaillit dans la vapeur de mercure résiduelle. Nous installerons plus tard une alimentation en hydrogène et un piège à vapeur de mercure.

4. **Alimentations électriques**. — Le filament est alimenté en courant alternatif à partir du secondaire d'un transformateur dont le point neutre se trouve à la masse par l'intermédiaire d'un micro-

ampèremètre qui permet la lecture du courant d'émission.

La tension anodique est fournie par une source de tension variable protégée par une résistance-ballast et dont le courant est stabilisé électroniquement. Une dynamo fournit le courant nécessaire aux bobines de Helmholtz.

Les électrodes de répulsion et le cylindre de Faraday peuvent être polarisés indépendamment, mais se trouvent actuellement à la terre.

5. **Sondes.** — La source d'ions est munie de deux sondes en tungstène, l'une plane, l'autre cylindrique (*fig.* 2) (diamètre, 0,3 et longueur de la seconde 3 mm).

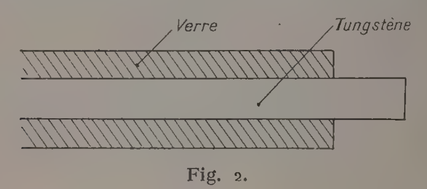


Fig. 2.

Les caractéristiques, aussi bien de sonde plane que de sonde cylindrique, paraissent répondre à la théorie de Langmuir, si nous admettons les hypothèses suivantes :

a. Les électrons sont animés de vitesses sensiblement égales et parallèles;

b. Les ions sont animés de vitesses beaucoup plus désordonnées (sans qu'il soit possible de préciser leur distribution exacte).

On remarquera que ces hypothèses coïncident remarquablement avec celles du Mémoire théorique [1] dans lequel il a été démontré que la masse électronique tourne autour de l'axe de la source avec une vitesse angulaire égale à celle de Larmor, et ce pratiquement sans mouvements désordonnés (ce qui correspond bien, en un point donné hors de l'axe, à des vitesses d'incidence sur la sonde égales et parallèles entre elles), tandis que le mouvement des ions échappe à peu près totalement à l'emprise du champ magnétique. Les caractéristiques de sonde cylindrique s'interprètent plus facilement; notamment, la méthode consistant à porter le carré du courant de sonde en fonction du potentiel de sonde (méthode des I^2), donne d'excellents résultats quand on l'applique à la branche ionique de la caractéristique. Si l'on porte le logarithme de la densité ionique en fonction du carré de la distance à l'axe, on obtient des diagrammes d'une linéarité remarquable (à ± 3 pour 100 près); dans un cas, nous avons également obtenu une répartition radiale du potentiel suffisamment précise; cette répartition était conforme à la théorie. Les résultats relatifs à la branche électronique de ces mêmes caractéristiques semblent plus délicats à interpréter; il en est de même des résultats relatifs à la sonde plane; cependant, dans l'un et l'autre cas, nous n'avons trouvé aucun désaccord marquant par rapport à la théorie.

6. **Caractéristiques de sonde cylindrique.** — La figure 3 donne un exemple d'une telle caractéristique. Rappelons [2], [3], [8] que dans l'hypothèse où les électrons arrivent sur la sonde avec des vitesses d'incidence égales et parallèles, la branche électronique prend la forme d'une parabole d'axe horizontal. Si nous superposons cette branche électronique à une branche ionique de forme normale, un point anguleux apparaîtra au voisinage du potentiel flottant. Toutes nos mesures expérimentales confirment cette particularité.

Si l'on porte le carré du courant électronique en fonction du potentiel de sonde, on doit trouver, suivant la théorie, une droite. L'expérience confirme qu'il en est bien ainsi, mais, pour des raisons purement graphiques, il semble difficile de déduire, à partir du coefficient angulaire, une valeur précise de la densité électronique. Par contre, si nous portons le carré du courant ionique en fonction du potentiel

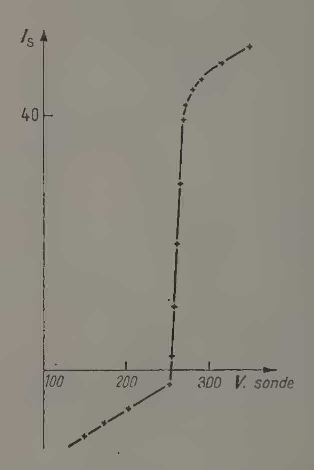


Fig. 3. — Caractéristiques de sonde cylindrique.
Bobines, 7 A; Anode, 250 V, 500 μA; Émission, 250 μA; Filament, 18 A; Sonde cylindrique, Ø 0,3 × 3; Essai vapeur Hg.

de sonde, nous obtenons une très belle caractéristique se prolongeant parfois sur plusieurs centaines de volts (*fig.* 4).

On peut en déduire une valeur précise de la densité ionique, comparativement à celle qui existe dans l'axe (la détermination des valeurs absolues se heurte encore à certaines difficultés).

En portant $\log \frac{N}{N_0}$ (N, densité ionique en un point quelconque; N_0, densité ionique en un point de l'axe) en fonction du carré de la distance à l'axe (r^2), on obtient le diagramme linéaire prévu par la théorie (*fig.* 5, 6, 7, 8). On remarquera toutefois

que la valeur $\frac{N}{N_0}$ à la paroi est nettement supérieure à la valeur 0,06 dont il est question dans le Mémoire théorique [1]; mais cette valeur constituait, on s'en souviendra, un minimum au-dessous duquel il était impossible de descendre et non une valeur nécessairement atteinte.

De toutes façons, les conditions aux limites

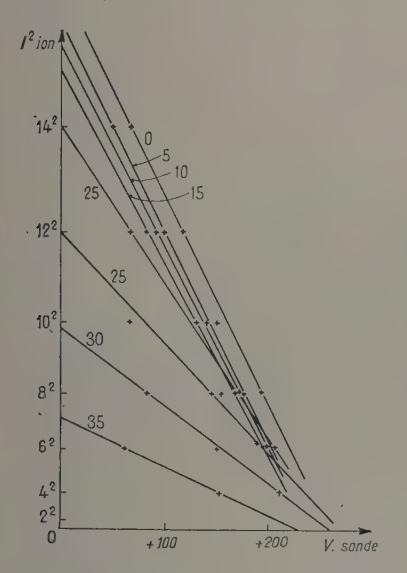


Fig. 4. — Méthode des I^2 ioniques $f(Vs)$.
Bobines, 7 A; Anode, 250 V, 500 µA; Émission, 250 µA; Filament, 28 A; Sonde cylindrique, Ø 0,3 × 3; Essai dans vapeur Hg. Les chiffres sur les droites sont les distances à l'axe de la décharge.

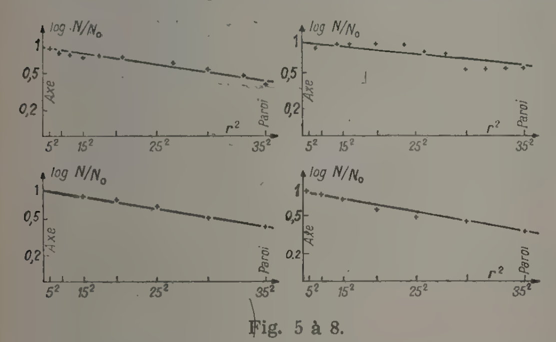


Fig. 5 à 8.

fixant la valeur atteinte à la paroi, restent à préciser par une étude théorique ultérieure. La détermination du potentiel d'espace par la méthode des I^2 n'est possible ([8], p. 10) qu'à un terme additif $\frac{kT^+}{q}$ près (k, constante de Boltzmann; T, température ionique; q, charge ionique).

On peut comparer entre eux des potentiels d'espace en faisant l'hypothèse que ce terme additif est le même dans tout l'espace de décharge. La figure 9 donne un exemple d'une répartition radiale du potentiel déduit par la méthode des I^2 sans que le terme additif ait été effectivement déduit. On voit que ce potentiel varie linéairement en fonction

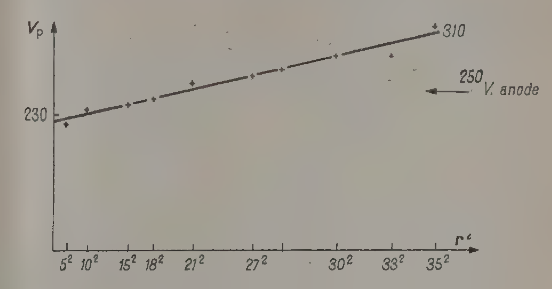
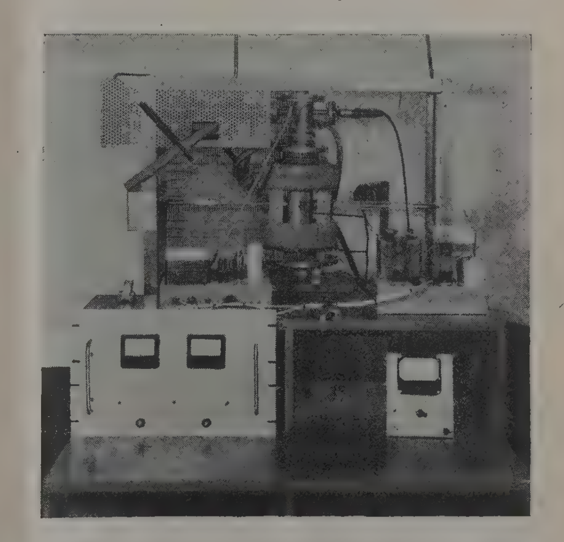


Fig. 9. — Répartition radiale du potentiel d'espace lu.

de r^2, mais que la valeur extrapolée à la paroi anodique se trouve nettement au-dessus du potentiel de l'anode tel qu'il nous est donné par une simple lecture voltmétrique. Dans le cadre de nos hypothèses, la répartition réelle du potentiel serait celle obtenue en menant, par le point correspondant au potentiel de paroi, une parallèle à la répartition radiale trouvée. La différence d'ordonnées entre ces deux parallèles donne, en principe, la valeur de $\frac{kT^+}{q}$; on trouve dans l'exemple cité (72.10^4 °K). Cette valeur considérable n'a rien d'étonnant; elle correspond à une énergie moyenne de 62 eV; or,



d'après la théorie ([1], form. (51), tabl. suiv.), l'énergie désordonnée d'un ion est voisine de la moitié de l'énergie qu'il acquerrait sous une différence de potentiel égale à celle régnant entre le point où $\frac{N}{N_0}$ vaut 0,06 et l'axe. Dans l'exemple cité, la différence de potentiel entre l'anode et l'axe

vaut 82 V. L'écart entre ces deux valeurs est visiblement lié au fait que la valeur $\frac{N}{N_0}$ à la paroi est sensiblement supérieure à 0,06.

7. **Caractéristiques de sonde plane.** — La branche électronique d'une caractéristique de sonde plane avec anneau de garde, soumise à un flux d'électrons ayant des vitesses égales et parallèles, devrait être une marche d'escalier [2], [3], [8]. L'introduction des effets de bord donne un adoucissement des angles; la forme expérimentale de la caractéristique est donnée figure 10.

A partir de cette caractéristique modifiée, nous pouvons reconstituer intuitivement la marche d'escalier théorique, dont la hauteur est proportionnelle au produit de la densité électronique par la vitesse d'incidence des électrons. Cette vitesse doit être elle-même proportionnelle, d'après la théorie, à la distance séparant la sonde de l'axe de la décharge (puisque la vitesse angulaire de la masse électronique est une constante égale à celle de Larmor).

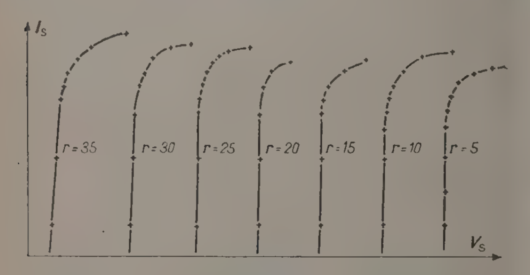


Fig. 10. — Caractéristiques de sonde plane.

Bobines, 7 A; Anode, 250 V, 500 μA; Émission, 250 μA; Filament, 28 A; Sonde plane, Ø 0,3 mm; Vapeur Hg.

Il est donc possible, ici aussi, de déterminer les valeurs relatives de la densité électronique dont nous portons le logarithme en fonction de r^2. Toutefois, seuls les points correspondants à des positions relativement éloignées de l'axe sont en ligne droite (*fig.* 11). Au voisinage de l'axe s'introduisent des écarts dus au fait que la vitesse ordonnée des électrons tend à s'effacer devant la composante désordonnée que nous avons négligée dans tout ce qui précède. Il semble qu'on puisse amélorer ce résultat en orientant la sonde plane perpendiculairement à la vitesse d'incidence des électrons.

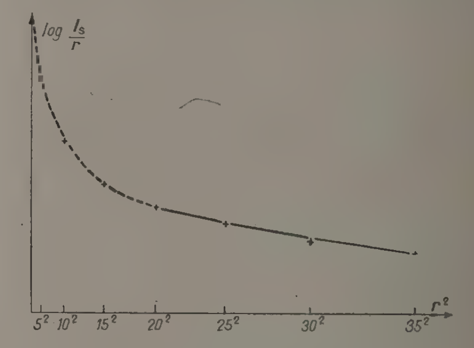


Fig. 11. — Répartition radiale de la densité d'ions positifs lue.

Sonde plane, Ø 0,3 mm; Anode, 250 V, 500 μA; Émission, 250 μA; Filament, 18 A; Bobines, 7 A; Essai vapeur Hg.

8. **Conclusions.** — Nous avons obtenu de nombreuses vérifications de la répartition radiale calculée théoriquement pour la densité ionique dans une source d'ions à électrons oscillants. Les valeurs expérimentales coïncident avec les valeurs théoriques à ± 3 pour 100 près; nous avons également obtenu dans un cas une distribution radiale du potentiel conforme à la théorie.

La théorie semble donc se vérifier parfaitement dans la vapeur de mercure. Nous nous proposons d'entreprendre à présent des recherches expérimentales dans le cas de l'hydrogène. En vertu de ce qui précède, nous travaillerons uniquement avec sonde cylindrique; les résultats de sonde plane, sans être en désaccord avec la théorie, paraissent beaucoup plus difficiles à interpréter.

Manuscrit reçu le 5 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Hoyaux. — Théorie des sources d'ions à électrons oscillants. *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 264.
[2] Langmuir et Mott-Smith. — *Gen. Electr. Rev.*, 1924, **27**, 449, 538 et 616.
[3] Mott-Smith et Langmuir. — *Phys. Rev.*, 1926, **28**, 727
[4] Ledrus. — Compte rendu du IIIe Congrès National des Sciences de Bruxelles, 1935, p. 343.
[5] Ledrus. — *Bull. Acad. Roy. Sc. Belg.*, 1935, n° 12.
[6] Ledrus. — *Bull. Acad. Roy. Sc. Belg.*, 1938, p. 123.
[7] Ledrus et Neirynck. — *Revue Charleroi-Jeumont*, 1941, nos 3-4.
[8] Hoyaux. — *Publications de l'A. I. Ms. (Mons)*, 1946-1947, nos 97-98.
[9] Neirynck. — *Bull. Soc. Belge Electr.*, 1943, n° 2.
[10] Neirynck. — *Bull. Soc. Belge Electr.*, 1943, n° 3.
[11] Hoyaux. — *Rev. gén. Électr.*, 1951, **60**, 279 et 317.
[12] Hoyaux. — *Bull. Sc. de l'A. I. M.*, 1952, n° 2.
[13] Hoyaux. — *Bull. Soc. Roy. Belge des Ing. et des Indust.*, 1951, n° 3.

DESCRIPTION D'UN SPECTROGRAPHE β A PLAN DE SYMÉTRIE ET DOUBLE FOCALISATION RÉALISÉ AU MOYEN DE BOBINES SANS FER

Par A. MOUSSA et J.-B. BELLICARD,
Institut de Physique atomique, Lyon.

Sommaire. — Description d'un spectrographe β à double focalisation et à bobines sans fer. Obtention de la topographie désirée pour le champ magnétique, par le calcul théorique du champ des courants circulaires, puis des bobines. Réalisation de celles-ci, description de l'ensemble de l'appareillage. Résultats obtenus : pouvoir séparateur 0,93 pour 100 pour un pouvoir collecteur de 1 pour 100.

Introduction. — Les avantages de la double focalisation pour la spectrographie des rayons β sont bien connus, et le spectrographe à déviation semi-circulaire qui réalise seulement la focalisation radiale a une luminosité beaucoup plus faible, à pouvoir séparateur égal, que les appareils à lentille magnétique. Le spectrographe à double focalisation et plan de symétrie, décrit pour la première fois par N. Svartholm et K. Siegbahn [1] présente sur le spectrographe à lentille l'avantage d'une séparation simple des positons et des négatons, tout en ayant une luminosité comparable.

Dans les diverses réalisations signalées jusqu'ici de ce type d'appareils [2], le champ magnétique a été produit par un circuit à fer, avec des pièces polaires de forme convenable. Pour des appareils de grandes dimensions, donc un rayon de trajectoire électronique assez grand, et des rayons β de faible énergie, l'intensité du champ magnétique est petite et la topographie du champ se modifie quand on fait varier celui-ci à cause de l'influence du fer. D'autre part, il n'y a pas proportionnalité entre le courant magnétisant et le champ, d'où la nécessité d'un dispositif permanent de mesure de celui-ci. Ces inconvénients sont complètement éliminés par l'emploi de bobines sans fer. Le champ est alors proportionnel à l'intensité du courant, les seules corrections à apporter étant celles dues au champ terrestre, s'il n'est pas compensé, et à la dilatation thermique des bobines.

Nous avons entrepris à l'Institut de Physique atomique de Lyon, la réalisation d'un tel appareil. Les résultats de nos calculs de champ magnétique, ainsi que des combinaisons de bobines à adopter ont déjà été publiés par ailleurs [3], [4], [5]. Nous présentons ici la description complète de l'appareil ainsi que les premiers résultats obtenus depuis sa mise en service.

Réalisation du champ magnétique. — *a.* COURANTS SUPPOSÉS FILIFORMES. — Le champ devant présenter un plan de symétrie, il faut n'utiliser que des couples de bobines symétriques par rapport à ce plan. Pour satisfaire aux conditions de double focalisation requises il faut, en outre, choisir ces couples de manière que, au voisinage de la trajectoire électronique moyenne, dans le plan de symétrie, la composante axiale h du champ varie suivant la loi $h\sqrt{r} = \text{const.}$ Désignons par R le rayon d'une bobine assimilée d'abord à un courant filiforme, par l sa distance au plan médian, on est conduit à calculer la composante axiale du champ créé par le courant circulaire en fonction des paramètres $\alpha = \frac{r}{R}$ et $\zeta = \frac{l}{R}$

$$h = \frac{i}{R} f(\alpha, \zeta). \tag{1}$$

Le calcul peut se faire de diverses manières [3], l'expression la plus commode pour les calculs numériques est la suivante :

$$f(\alpha, \zeta) = \frac{2}{\sqrt{(1+\alpha)^2+\zeta^2}} \left[F_1(\theta) + \frac{1-\alpha^2-\zeta^2}{(1-\alpha)^2+\zeta^2} E_1(\theta) \right], \tag{2}$$

F_1 et E_1 étant les intégrales elliptiques complètes de première et de seconde espèce correspondant à l'angle modulaire θ avec

$$\sin^2\theta = \frac{4\alpha}{(1+\alpha)^2+\zeta^2}.$$

Nous avons effectué [3] les calculs dans le domaine

$$0 \leq \alpha \leq 1{,}3, \qquad 0 \leq \zeta \leq 1{,}2.$$

Pour choisir les associations de bobines, il est commode de tracer le réseau $f\sqrt{\alpha}$ en fonction de α et ζ (*fig.* 1). On voit qu'un seul couple de bobines ne peut donner une solution au problème que pour un spectrographe de faible ouverture, en choisissant le point de fonctionnement au sommet d'une de ces courbes.

Si l'on désire rendre constante la quantité $h\sqrt{r}$

dans un domaine plus étendu, on doit associer au moins deux couples de bobines dont les « points de fonctionnement » sont choisis dans des régions où

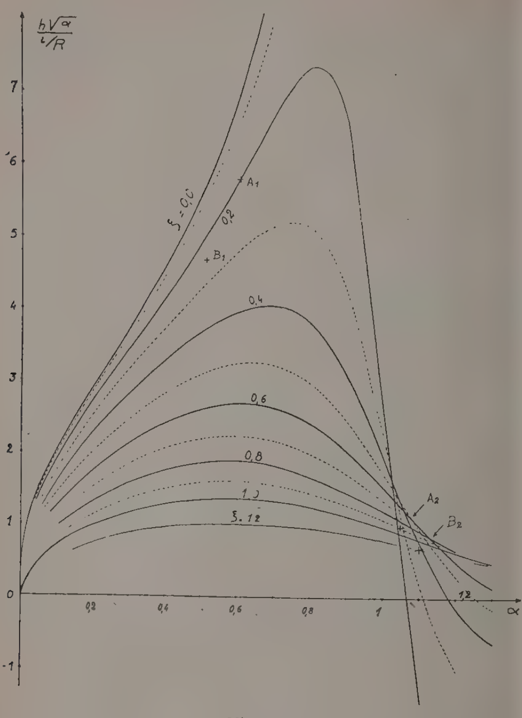


Fig. 1.

la courbe $f\sqrt{\alpha}$ présente des pentes opposées et des courbures autant que possible faibles et opposées. Si la première condition est facilement remplie, il n'en est pas de même de la seconde. Le problème présente une infinité de solutions, mais on est conduit à éliminer beaucoup de solutions *a priori* possibles : en effet, les bobines ne peuvent pas être trop rapprochées de la trajectoire moyenne en raison de la présence de la cuve à vide et de la nécessité de conserver la constance de $h\sqrt{r}$ sur une zone suffisante de variation de r; par ailleurs, des bobines trop éloignées conduiraient à des dépenses exagérées de puissance. La quantité de mouvement des électrons à focaliser, c'est-à-dire leur produit ρH peut s'écrire en effet :

$$rh = Rh\frac{r}{R} = ni\,f(\alpha, \zeta)\alpha.$$

Pour une même valeur de ρH, le nombre ni d'ampères-tours varie donc comme $\frac{1}{\alpha f(\alpha, \zeta)}$. Les grandes valeurs de ζ, favorables à l'obtention d'un champ variant régulièrement (faible courbure des courbes du réseau de la figure) sont donc à écarter à cause des faibles valeurs de $f(\alpha, \zeta)$.

Le calcul a été conduit de la manière suivante : désignant par 1 et 2 les deux couples de bobines, on choisit un ensemble de valeurs $\alpha_1^0\,\zeta_1^0$, $\alpha_2^0\,\zeta_2^0$, pour la trajectoire électronique moyenne de rayon r_0. Les rayons des bobines sont donc

$$R_1 = \frac{r_0}{\alpha_1^0}, \qquad R_2 = \frac{r_0}{\alpha_2^0},$$

leurs distances au plan médian sont

$$l_1 = R_1\zeta_1^0, \qquad l_2 = R_2\zeta_2^0.$$

Un point quelconque du plan médian situé à la distance r de l'axe correspond aux valeurs suivantes des paramètres :

$$\alpha_1 = \frac{r}{R_1} = \frac{\alpha_1^0}{r_0}r, \qquad \zeta_1 = \frac{l_1}{R_1} = \zeta_1^0;$$

$$\alpha_2 = \frac{r}{R_2} = \frac{\alpha_2^0}{r_0}r, \qquad \zeta_2 = \frac{l_2}{R_2} = \zeta_2^0.$$

Le champ en ce point est donc :

$$h = \frac{n_1 i_1}{R_1}f(\alpha_1, \zeta_1) + \frac{n_2 i_2}{R_2}f(\alpha_2, \zeta_2)$$

$$= \frac{n_1 i_1}{R_1}\left[f(\alpha_1, \zeta_1) + \frac{n_2 i_2}{n_1 i_1}\frac{R_1}{R_2}f(\alpha_2, \zeta_2)\right].$$

Le rapport $\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1}$ des nombres d'ampères-tours est ajusté de façon à avoir

$$h(r')\sqrt{r'} = h(r'')\sqrt{r''} \qquad \text{pour} \quad r' = 1,1\,r_0, \qquad r'' = 0,9\,r_0.$$

On calcule ensuite h pour diverses valeurs de r entre $0,7\,r_0$ et $1,3\,r_0$ et l'on trace la courbe représentant $h\sqrt{r}$. On n'obtient naturellement pas immédiatement une courbe satisfaisante, mais son examen renseigne sur les variations à apporter aux paramètres pour un nouvel essai. Par tâtonnements systématiques nous sommes parvenus à un certain nombre de solutions, nous avons retenu les deux suivantes pour la construction du spectrographe :

A. $\alpha_1^0 = 0,6, \quad \zeta_1^0 = 0,2; \qquad \alpha_2^0 = 1,05, \quad \zeta_2^0 = 0,9;$

$$\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1} = 1,813;$$

B. $\alpha_1^0 = 0,51, \quad \zeta_1^0 = 0,25; \qquad \alpha_2^0 = 1,1, \quad \zeta_2^0 = 1,2;$

$$\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1} = 2,035.$$

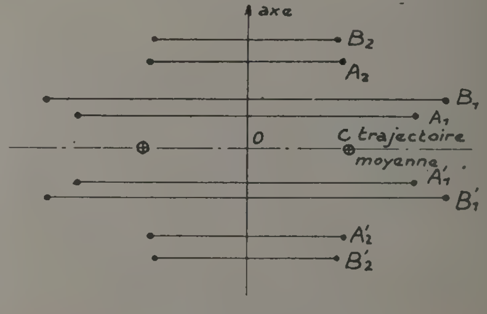


Fig. 2.

Nous avons représenté sur la figure 2 la disposition des associations de courants A et B (coupe suivant un plan méridien du système). OC figure le rayon de la trajectoire électronique. L'ensemble comporte donc quatre couples de bobines, ce qui permet, pour une même valeur de ρH, l'emploi d'un nombre d'ampères-tours plus petit par bobine, d'où une section plus faible de celles-ci et un meilleur refroidissement, ainsi que des corrections plus faibles pour le passage des courants filiformes aux bobines réelles. Il serait naturellement possible d'adjoindre encore d'autres associations de deux couples de bobines, mais au prix d'un encombrement accru et d'une gêne dans les manipulations à effectuer sur l'appareil.

b. Corrections dues a l'emploi de bobines. — Le champ d'une bobine circulaire, dont la gorge est régulièrement remplie de fil, peut se calculer rigoureusement par l'emploi des formules précédentes, mais le calcul serait extrêmement long et l'on peut obtenir une solution plus rapide en comparant le développement en série du potentiel magnétique d'une telle bobine le long de son axe (obtenu par intégration) à celui d'un courant filiforme convenablement choisi. Le calcul a été fait par Lyle [6]. Il a montré qu'une bobine de rayon moyen R, de section carrée de côté a, comprenant n tours de fils parcourus par un courant i, est équivalente à un courant filiforme de rayon

$$R_m = R\left(1 + \frac{a^2}{24R^2}\right) \tag{3}$$

parcouru par un courant ni. De même une bobine aplatie de n tours ($b > a$), de rayon moyen R (*fig.* 3),

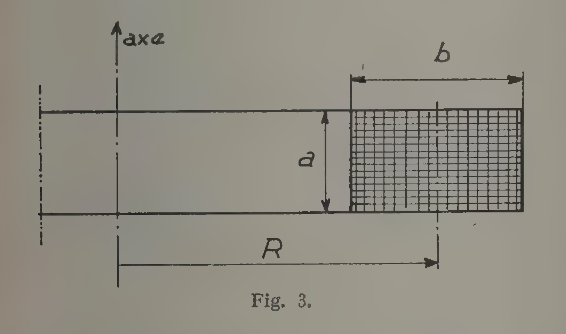


Fig. 3.

peut être remplacée par deux fils circulaires coplanaires et coaxiaux, parcourus chacun par $\frac{1}{2}ni$ et dont les rayons sont $R' = R_m - \delta$ et $R'' = R_m + \delta$, avec

$$R_m = R\left(1 + \frac{a^2}{24R^2}\right) \quad \text{et} \quad \delta^2 = \frac{b^2 - a^2}{12} \tag{4}$$

Dans la position 1, des bobines de section carrée sont utilisables et la correction de Lyle devient négligeable.

On a, en effet, pour la bobine A_1 ($R = 35$ cm, $a = 3{,}5$ cm) :

$$R_m - R = R\frac{a^2}{24R^2} = \frac{a^2}{24R} = 0{,}015 \text{ cm}.$$

Un calcul analogue donne pour B_1 une correction

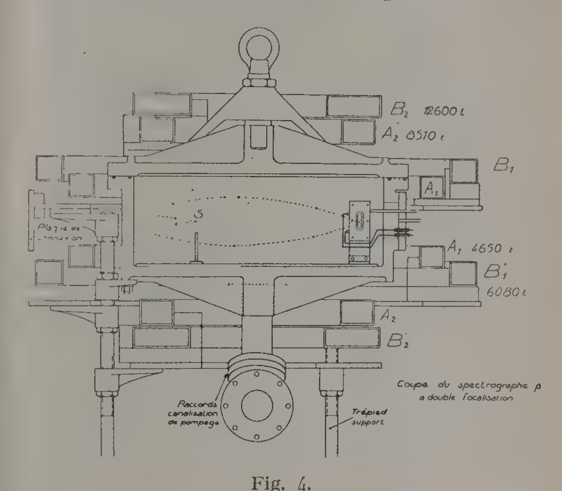


Fig. 4.

de 0,016 cm, ces corrections sont inférieures à l'erreur à craindre sur le rayon des bobines. Dans la position 2, par contre, le rapprochement des bobines A_2 et B_2 nous oblige à prendre des bobines aplaties; il a fallu à nouveau par tâtonnements successifs choisir les sections les mieux adaptées à la solution du problème. Une première forme de la section étant choisie, les deux courants filiformes sont déterminés par les formules ci-dessus et l'on a alors, pour chacune des associations A ou B :

$$h = \frac{n_1 i_1}{R_1} f(\alpha_1, \zeta_1) + \frac{n_2 i_2}{2R_2'} f(\alpha_2', \zeta_2') + \frac{n_2 i_2}{2R_2''} f(\alpha_2'', \zeta_2''). \tag{5}$$

Le premier terme correspond à la bobine 1 assimilée à un courant filiforme, comme on l'a vu ci-dessus, les deux suivants aux deux courants équivalents à la bobine 2. Adoptant d'abord pour $\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1}$, la valeur trouvée plus haut pour les courants filiformes, on calcule h par la formule (5), puis $h\sqrt{r}$ (1). La courbe obtenue présente une légère inclinason qui nécessite une série de retouches du rapport $\frac{n_1 i_1}{n_2 i_2}$ d'où une modification de la forme de la section de la bobine 2, donc des tâtonnements successifs. La disposition adoptée définitivement est la suivante, représentée sur la figure 4 avec la coupe de la cuve

(1) Dans tous les calculs précédents, les valeurs nécessaires de $f(\alpha, \zeta)$ ont été obtenues par interpolation dans le tableau de valeurs de cette fonction, calculé par nous [3]. Quelques valeurs nécessaires pour la bobine B_2 ont été calculées directement par la formule (2).

à vide et les supports de l'ensemble. Les huit bobines répondent aux spécifications du tableau I ci-dessous, elles sont toutes montées en série, le rapport $\left(\frac{n_2 i_2}{n_1 i_1}\right)$ devient donc $\frac{n_2}{n_1}$ et se trouve ainsi fixé définitivement, assurant la conservation rigoureuse de la topographie du champ quand l'intensité varie. Le seul paramètre qui reste variable afin d'assures la double focalisation, c'est-à-dire pour compenser les erreurs résiduelles des calculs et l'imperfection

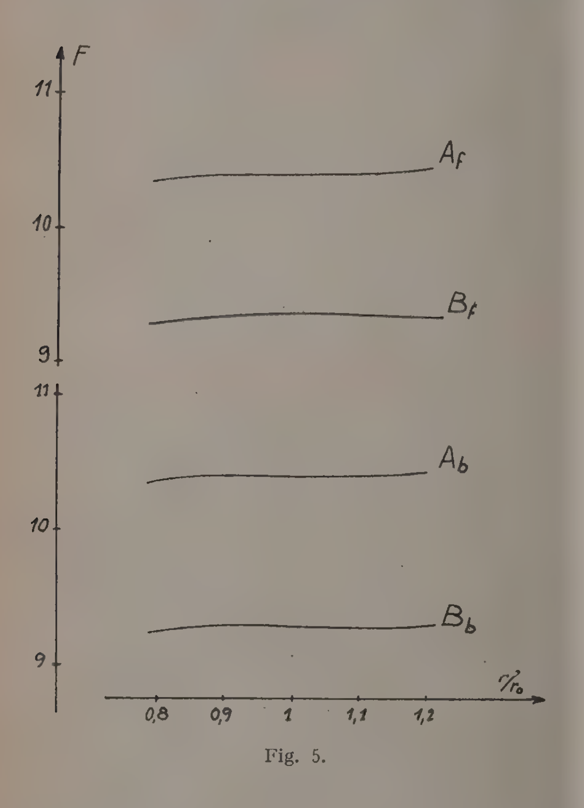


Fig. 5.

dans la réalisation mécanique des bobines est la distance de celles-ci au plan médian, rendue variable comme on le verra plus loin. Il reste cependant un moyen de faire varier $\frac{i_2}{i_1}$, qui consisterait à shunter l'un des couples 1 ou 2 de chaque combinaison A du B. Nous avons écarté cette solution pour plusieurs raisons, dont la principale est la variation de la résistance du fil des bobines avec la température, c'est-à-dire avec l'intensité du courant.

La figure 5 représente en fonction de $\frac{r}{r_0}$ les variations de la quantité $h\sqrt{r}$ dans le plan médian, pour les courants filiformes indiqués en *a* et pour les bobines définitives. On a porté en ordonnées, pour chaque combinaison A ou B la quantité $F = \dfrac{h\sqrt{\frac{r}{r_0}}}{\frac{n_1 i_1}{R_1}}$. La comparaison précise des valeurs de F montre que, pour une variation de $\frac{r}{r_0}$ entre les limites 0,8 et 1,2, correspondant sensiblement à la zone utilisée quand l'ouverture du faisceau électronique est maximum, la variation relative $\frac{\Delta F}{F}$ n'atteint pas 7.10^{-3} pour la combinaison de bobines A, 5.10^{-3} pour la combinaison B et 6.10^{-3} pour l'ensemble. Pour une ouverture moitié (variation de $\frac{r}{r_0}$ entre 0,9 et 1,1), ces variations sont encore plus réduites et se montent respectivement à 5.10^{-4}, 1.10^{-4}, 2.10^{-4}.

c. Réalisation pratique et alimentation des bobines. — La cuve à vide avait été prévue initialement pour un rayon de trajectoire moyenne $r_0 = 20$ cm. En passant à l'exécution des bobines pour ce rayon, nous avons éprouvé quelques difficultés pour le logement des bobines $A_2A'_2$ et avons dû adopter $r_0 = 21$ cm, d'où une légère diminution de l'ouverture radiale du faisceau électronique.

Pour une section donnée des gorges des bobines, on a le même résultat en faisant varier simultanément en sens inverse la section du fil et le nombre de tours. La puissance dépensée par effet Joule reste la même, seules changent l'intensité du courant et la tension aux bornes. La puissance nécessaire étant assez élevée, nous ne pouvions disposer d'une batterie d'accumulateurs suffisante. L'alimentation par un groupe convertisseur basse tension aurait nécessité l'achat d'une telle machine. Nous avons trouvé plus économique d'utiliser un redresseur haute tension pour anciens radars métriques (type RA-38) pouvant débiter jusqu'à 0,5 A sous 16 000 V. L'intensité maximum étant ainsi fixée, la puissance maximum étant fixée, d'autre part, par la dissipation thermique superficielle des bobines, la section du fil et le nombre de tours s'en déduisaient après quelques tâtonnements. On remarquera sur le tableau que les rapports $\frac{n_2}{n_1}$ pour les combinaisons A et B sont légèrement différents des rapports $\frac{n_2 i_2}{n_1 i}$ donnés plus haut pour les courants filiformes, ce qui est dû à la correction de Lyle.

Les bobines sont en fil de cuivre de 0,4 mm de diamètre, isolé à l'émail. Les couches sont disposées sur un cylindre de presspahn intérieur de 6 mm d'épaisseur, formant armature, et sont séparées les unes des autres par une épaisseur de papier. Les joues sont en bakélite de 2 mm et le bobinage est recouvert d'un cylindre de presspahn extérieur de 3 mm. L'ensemble est imprégné de vernis isolant après séchage sous vide, et revêtu d'une armature

TABLEAU I.

Tableau des bobines.

Bobine.	Rayon moyen R (cm).	Distance au plan médian l (cm).	$\alpha°$.	$\zeta°$.	Section de la gorge $a \times b$ (cm).	Nombre de tours.	Composition.	Observations.
$A_1 A'_1$	35	7	0,60	0,20	$3,5 \times 3,5$	4 650	62 couches de 75 spires	$\frac{n_2}{n_1} = 1,830$
$A_2 A'_2$	20	18	1,05	0,90	$4,1 \times 5,3$	8 510	71 » 88 »	
							26 » 87 »	
$B_1 B'_1$.......	41,2	10,3	0,51	0,25	$4,0 \times 4,0$	6 080	45 couches de 86 spires	$\frac{n_2}{n_1} = 2,072$
							26 » 85 »	
$B_2 B'_2$.......	19,1	22,9	1,10	1,20	$3,3 \times 9,9$	12 600	180 » 70 »	

externe en ruban mica-toile. Les entrées et sorties sont en fil souple isolé au coton et revêtu de deux gaines huilées. La longueur totale du fil est d'environ 104 km et le poids total du cuivre 116,5 kg. La résistance totale des bobines est 14 100 Ω à froid, elle s'élève naturellement avec l'échauffement et atteint environ 16 000 Ω à la puissance maximum, la température au centre de la section de la plus grosse bobine pouvant s'élever jusque vers 100° C. Nous n'avons pas installé de ventilation forcée, le travail à la puissance maximum étant seulement occasionnel. La tension maximum aux bornes est 8 000 V, ce qui nécessite l'isolement soigné décrit ci-dessus. Ceci constitue naturellement un inconvénient : l'épaisseur de l'isolant gêne l'évacuation des calories, et occupe une place qui serait mieux employée à loger du cuivre supplémentaire. On pourrait donc, avec des bobines à basse tension, gagner nettement sur l'énergie maximum des électrons focalisés. Par contre, l'intensité faible rend facile la stabilisation électronique du courant. Cette stabilisation qui sera décrite en détail par ailleurs, est du type direct : le courant, à la sortie du redresseur, passe successivement dans les bobines, à travers un tube électronique (constitué par cinq tubes 807 en parallèle), une résistance variable et une résistance fixe étalon avant de retourner au redresseur, côté sol. Cette dernière résistance sert à la mesure du courant, par opposition, au moyen d'un potentiomètre et d'une pile étalon Weston. La tension aux bornes de la résistance variable est comparée à la tension constante de 90 V aux bornes d'un tube stabilisateur à gaz rare (tube OB 3). Cette comparaison est faite au moyen d'un amplificateur différentiel à courant continu qui commande les grilles des tubes 807. Il suffit pour chaque valeur de l'intensité i désirée de régler convenablement la résistance variable et au moyen du réglage de la haute tension du redresseur d'amener celle-ci à une valeur suffisante, telle que la tension anode-cathode des tubes 807 reste comprise entre 400 et 1 000 V, par exemple. La qualité de la stabilisation est excellente, la variation relative de i n'atteignant pas 10^{-4} pour des variations du secteur de l'ordre de 10 pour 100, au moins pour les faibles valeurs de i. Près de la limite supérieure de i : 0,5 A, la variation tolérable du secteur est plus faible si l'on ne veut pas surcharger les anodes ou les écrans des 807.

On peut enfin déduire des calculs précédents la relation entre l'intensité du courant et le champ magnétique sur la trajectoire moyenne. On a, en effet, pour $r = r_0$ et pour un ensemble de quatre bobines :

$$h_0 = 2F\frac{n_1 i_1}{R_1}$$

(le facteur 2 provient de la symétrie des bobines par rapport au plan médian). Il vient alors

$$(\rho H) = r_0 h_0 = 2Fn_1 i_1 \frac{r_0}{R_1} = 2\alpha_1^0 F n_1 i = Gi,$$

i étant l'intensité commune à toutes les bobines.

Pour l'ensemble des huit bobines :

$$(\rho H) = (G_A + G_B)i,$$

avec

$$G_A = 2(\alpha_1^0 F n_1)_A = 2.0,60.10,4.4\,650 = 5,8.10^4,$$

$$G_B = 2(\alpha_1^0 F n_1)_B = 2.0,51.9,3.6\,080 = 5,8.10^4,$$

d'où

$$(\rho H) = 11,6.10^4 i_{u.é.m.} = 11\,600\, i_A$$

(on voit que les deux combinaisons séparées fourniraient sensiblement le même champ). La valeur maximum du produit ρH des électrons que l'on peut focaliser dans l'appareil est donc

$$\rho H = 5\,800 \text{ Oe.cm},$$

correspondant à une énergie d'environ 1,3 MeV. La puissance électrique dépensée est alors sensiblement 4 kW.

d. INSTALLATION DES BOBINES. — L'axe de révolution de l'appareil est vertical, un trépied formé de tiges de laiton convenablement entretoisées par un triangle en aluminium coulé supporte la cuve à vide et les bobines, à l'exception des bobines A_2 et B_2 Trois plateaux de bakélite épaisse (1 cm) supportent

respectivement, A'_2 et B'_2, A'_1 et B'_1, A_1 et B_1, par l'intermédiaire de cales en permali dont l'épaisseur a été calculé de manière à réaliser les distances au plan médian prévues dans le tableau I. Les plateaux sont portés par des équerres en aluminium qu'un écrou de réglage blocable permet de déplacer le long des tiges filetées. La cuve a été usinée de telle manière que le fond, les parois internes, le plan d'appui du couvercle et le rebord externe admettent le même axe de révolution. C'est par rapport au rebord externe que se fait le centrage des bobines, et leur distance au plan médian se règle par rapport au plan d'appui du couvercle. Les bobines A_2 et B_2

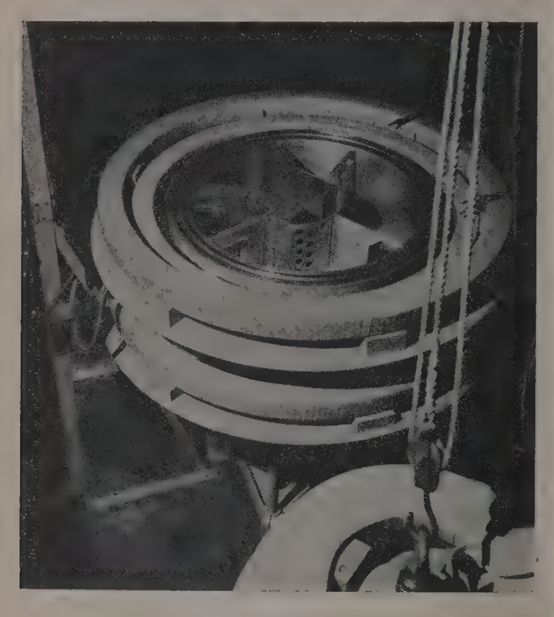


Fig. 6.

sont fixées sur le couvercle au moyen d'une pièce intermédiaire en duralumin coulé, dont l'axe est amené à coïncider avec celui du couvercle. Le réglage en hauteur est assuré par la vis centrale. Il faut naturellement à chaque fermeture de la cuve assurer la coïncidence des rebords externes de la cuve et du couvercle, opération qu'il est facile de faire à moins de 0,5 mm près ([2]).

L'appareil est installé dans une salle d'assez grandes dimensions, à plus de 2,5 m des murs. Toute pièce en fer, de dimensions importantes, a été éloignée au maximum, c'est le cas en particulier du groupe de pompage. Nous n'avons pas installé, pour le moment, des bobines de compensation du champ terrestre, qui nous ont semblé inutiles tant que l'on n'étudie pas les rayons β de très faible énergie. (Pour la raie F du Th B le champ sur l'orbite est de l'ordre de 70 Oe.)

([2]) Les bobines et leurs supports ont été exécutées par les Établissements Laborde et Kupfer, à Lyon.

e. Installation de vide. — La cuve du spectrographe dont la coupe est figurée sur la figure 4 est en alpax coulé. Nous n'avons pas observé de porosité gênante des parois. L'emploi de sas est difficile en raison de la proximité des bobines et les manipulations se font par le couvercle de l'appareil. Pour assurer une bonne étanchéité du couvercle, nous avons installé un joint double avec évacuation semi-permanente de la rainure intermédiaire (visible sur la figure 6). Pour éviter de perturber la topographie du champ magnétique, un long tuyau (3 m) relie l'appareil au système de pompage. Celui-ci comprend une pompe préliminaire du type BL 14 (C.G.R.) et une pompe à diffusion CH 35 (C.G.R.), avec vanne d'angle (ouverture 7 cm) construite au laboratoire. La conductance totale de la canalisation du bon vide est de 40 l/s, la vitesse de la pompe à diffusion qui était de 35 l/s est ainsi ramenée à 18 l/s. La pompe préliminaire permet de ramener la pression de 760 mm de Hg à 0,15 mm de Hg en 5 mn et, lorsqu'elle est déjà amorcée, la pompe à diffusion fait passer la pression de 150 à 1 μ en 4 mn.

Le vide limite est de 2.10^{-4} mm de Hg, il est mesuré au moyen d'une jauge Pirani (Edwards) à éléments de compensation dans le vide. Le vide limite a également été mesuré au moyen d'une jauge de Mac Leod avec piège à glace carbonique, la valeur obtenue était de l'ordre de 2.10^{-5} mm. Un réservoir de vide préliminaire de 50 l permet de maintenir le bon vide avec la pompe à diffusion pendant des périodes de 1 h.

Une canalisation en verre, montée sur des supports en duralumin et disposée au voisinage de la cuve, dessert le compteur; la pression du mélange (argon-alcool) qu'il renferme est contrôlée par un manomètre à huile.

f. Compteur et dispositifs annexes. — Actuellement un seul compteur est monté à l'intérieur du spectrographe, nous avons réservé la possibilité d'installer deux compteurs fonctionnant en coïncidence.

Le compteur est installé dans une boîte en laiton dont les différentes parties sont assemblées par des joints de néoprène. Les liaisons électriques sont réalisées au moyen de passages en araldite dont l'étanchéité est assurée par des joints toriques. Le compteur a été taillé dans un tube de cuivre de 30 mm de diamètre, sa longueur est de 60 mm; on a ménagé une fenêtre latérale de format 12 × 30 mm, l'anode est un fil de tungstène de 50 μ. Un dispositif est prévu pour mettre en place des fenêtres très minces destinées aux études des rayonnements de faible énergie. La tension de fonctionnement du compteur est de 900 V environ, pour une pression du mélange de 9 cm de mercure et son palier à une

pente inférieure à 0,25 pour 100 par volt. Devant le compteur se trouve une fente réglable à parallélogramme articulé dont l'ouverture peut varier sans que le centre se déplace.

Un plateau disposé à l'intérieur de la cuve permet de définir la géométrie de l'ensemble; la boîte de compteur et la fente, les diaphragmes et le porte-source y sont fixés; un dispositif de blocs de plomb met le compteur à l'abri du rayonnement γ.

L'ensemble des diaphragmes a été choisi de manière à éviter autant que possible l'arrivée des électrons diffusés sur le compteur, leur nombre est réduit au minimum et ils sont réalisés en aluminium. Un diaphragme médian D_2 (à 127° de la source) est ouvert en permanence à l'ouverture maximum du faisceau ($\varphi_{rad} = 7° 40'$, $\varphi_{ax} = 15° 24'$). Deux autres diaphragmes D_1 et D_3 respectivement à 30 et 235° de la source sont réglables en largeur. Leur ouverture axiale est fixe, $\varphi_{ax} = 15° 24'$. C'est par le réglage de D_1 que l'on fait varier φ_{rad} de 0 à sa valeur maximum. Pour chaque réglage de D_1, on règle D_3 à une ouverture légèrement supérieure à celle strictement nécessaire. La forme adoptée pour l'ouverture des diaphragmes est un rectangle dont les angles sont éliminés par des sections à 45°, l'ouverture du faisceau est ainsi diminuée de 14 pour 100 environ et pour les faibles valeurs de φ_{rad}, il y a diminution de φ_{ax} jusqu'à une valeur de 10° environ. Les réglages des diaphragmes et de la fente sont accessibles quand la cuve est ouverte. Une seule commande extérieure a été prévue, celle d'un volet qui obture la fenêtre du compteur pendant la détermination de son mouvement propre.

Le circuit électronique adjoint au compteur comprend un étage de liaison cathode-follower près de la sortie de la cuve, qui, par un câble coaxial, ramène les impulsions à une échelle de 64 précédée d'un étage amplificateur et d'un discriminateur d'amplitude. Les impulsions amplifiées peuvent être observées à l'oscillographe et envoyées à un circuit intégrateur de précision, utilisé pour la recherche préliminaire des positions de raies. L'ensemble : échelle, oscillographe, circuit intégrateur, alimentation haute tension du compteur, est situé à 3 m de la cuve, près du groupe de pompage.

Résultats obtenus. — Avant d'exposer les premiers résultats, nous allons rappeler brièvement les propriétés optiques du spectrographe à double focalisation lorsque la condition $h\sqrt{r} = \text{const.}$ est remplie dans le plan médian de l'appareil au voisinage de la trajectoire stationnaire de rayon r_0, dans un domaine de variation de r suffisant. Cette trajectoire est parcourue par des électrons de vitesse v_0, telle que l'on ait

$$r_0 h_0 = \frac{m v_0}{e}.$$

La source ponctuelle étant située sur le cercle de rayon r_0, la dispersion de l'appareil est déterminée en considérant une variation de vitesse des électrons $\Delta v = v - v_0$, qui entraîne une variation Δr du rayon de la trajectoire stationnaire telle que $\frac{\Delta r}{r_0} = 2\frac{\Delta v}{v_0}$. La source S n'étant pas sur cette nouvelle trajectoire, son image S' s'en écarte d'autant en sens inverse, d'où un déplacement de l'image :

$$\delta = 2\,\Delta r = 4\,r_0 \frac{\Delta v}{v_0}.$$

L'étude des aberrations a été faite par N. Svartholm et K. Siegbahn [1], [7], qui ont montré que pour une ouverture radiale du faisceau égale à φ_r de part et d'autre de la trajectoire stationnaire, l'image se réduit à un segment de droite de longueur,

$$d = r - r_0 = -\frac{4}{3} r_0 \varphi_r^2$$

située dans un plan méridien qui fait un angle

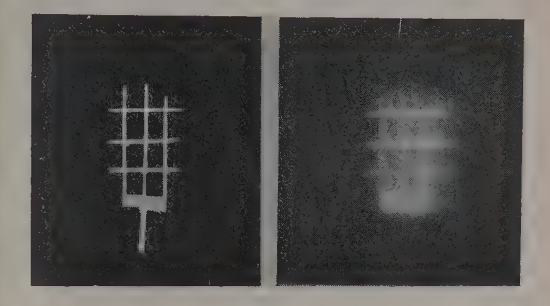


Fig. 7.

de $\pi\sqrt{2} = 254° 56'$ avec celui dans lequel est situé la source S.

L'étendue axiale de l'image peut être considérée comme nulle au 2e ordre près.

a. Contrôle de la double focalisation. — Il a été effectué avec des films radiographiques disposés à la place de la fente que nous avions enlevé préalablement.

Nous avons utilisé, à cet effet, deux types de sources recouvertes par le dépôt actif du thorium : une grille constituée de fils cylindriques de laiton n'a pas donné de bons résultats en raison de la forte absorption dans l'épaisseur du fil. De meilleurs résultats ont été obtenus avec une grille constituée par des rubans d'aluminium de 0,5 mm de largeur, de 50 μ d'épaisseur, activés sur une seule face. Le courant des bobines avait été réglé pour la raie F du Th B et le faisceau électronique ouvert au maximum laissait passer 1/100e des particules provenant de la source.

La figure 7 montre l'image de la grille d'Al telle qu'elle a été obtenue dans le spectrographe; celle-ci

fait ressortir une meilleure focalisation axiale que radiale comme le prévoit la théorie, lorsque la condition $h\sqrt{r}$ est réalisée.

b. Contrôle du pouvoir séparateur. — Pour l'effectuer, nous avons employé comme sources des

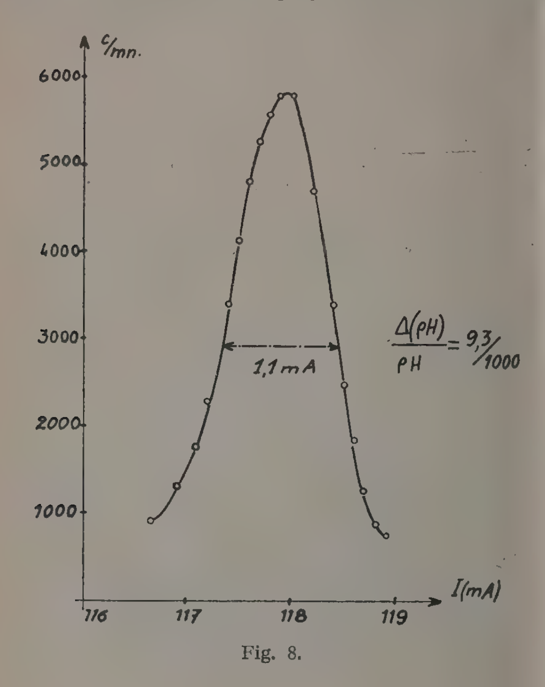


Fig. 8.

rubans d'aluminium de largeur $2s$ variable, de 50 μ d'épaisseur, activés sur une seule face.

Dans le cas d'une source rectangulaire, le calcul théorique montre que pour des diaphragmes à ouverture rectangulaire ou circulaire, on doit prendre des sources dont la largeur est $2s \leq |d|$. Si l'on prend $2s > |d|$, l'examen de la répartition de l'intensité de la raie photographique obtenue à partir d'un faisceau d'électrons monocinétiques, montre l'existence d'une zone d'intensité uniforme élargissant l'image et diminuant le pouvoir séparateur; pour une ouverture donnée, il convient donc de limiter la largeur $2s$ de la source à celle de la tache d'aberration $|d|$.

La fixation de la largeur $2s$ de la source à la valeur $|d|$ assure, dans le cas où l'on est limité par l'activité spécifique de la source (activité par unité de surface), le maximum de coups enregistrés par le compteur pour un pouvoir séparateur qui n'est pas notablement inférieur à celui obtenu avec une source quasi ponctuelle.

Dans le cas où $2s = |d|$, et pour une ouverture de diaphragme rectangulaire, le calcul théorique montre que l'enregistrement photographique de la raie envisagée précédemment correspond à une valeur du pouvoir séparateur $\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = \frac{1}{2}\frac{s}{r_0}$ (à mi-hauteur de la raie); c'est aussi celui qui correspond à l'enregistrement par un compteur dont la fente est très étroite. Si la largeur de la fente atteint la valeur $2e = 2s$, on doit théoriquement adopter :

$$\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = \frac{1,3}{2}\frac{s}{r_0}.$$

Dans notre appareil, l'ouverture maximum du faisceau correspond à $(\varphi_r)_{max} = \frac{b}{r_0\sqrt{2}}$ (b désignant la largeur maximum du faisceau). Donc

$$2s = |d| = \frac{2}{3}\frac{b^2}{r_0}, \qquad \text{avec} \quad b = 4 \text{ cm},$$

il vient

$$2s = 5,07 \text{ mm}, \qquad \text{d'où} \quad \frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = 7,8.10^{-3}$$

pour l'enregistrement par un compteur dont la fente a une largeur $2e = 2s$.

La figure 8 montre la raie F du Th B enregistrée dans ces conditions. Le pouvoir séparateur effectif est $9,3.10^{-3}$. La luminosité de l'appareil, rapport du nombre d'électrons admis dans le diaphragme au nombre total émis par la source est alors :

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 4\frac{\varphi_{rad}\varphi_{ax}}{4\pi}\left(1 - \frac{14}{100}\right) = 1,0.10^{-2}.$$

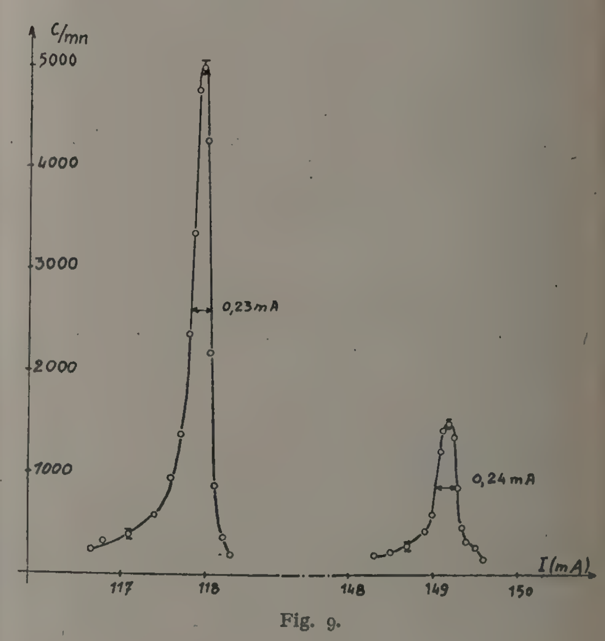


Fig. 9.

La figure 9 montre les raies F et I du Th B enregistrées au compteur dans les conditions suivantes :

$$b = 1,25 \text{ cm}, \qquad |d| = 0,5 \text{ mm}, \qquad 2s = 2e = |d|.$$

Le pouvoir séparateur théorique est alors, pour l'enregistrement au compteur :

$$\frac{\Delta(\rho H)}{\rho H} = 0,8.10^{-3}.$$

Les pouvoirs séparateurs effectifs sont :

$$\frac{0,23}{118} = 1,95.10^{-3} \quad \text{et} \quad \frac{0,24}{149} = 1,6.10^{-3}.$$

La différence entre les pouvoirs séparateurs théorique et effectif peut s'expliquer par diverses causes : tout d'abord, le calcul théorique du pouvoir séparateur n'est qu'approché et conduit certainement à le surestimer. On utilise, en effet, le calcul des trajectoires par approximations successives et l'on néglige toutes les aberrations autres que l'aberration radiale de sphéricité. D'autre part, la diffusion par les diaphragmes, le support de la source et les bords de la fente, est difficile à évaluer et des essais sont en cours à ce sujet. Enfin les mesures décrites ci-dessus ont été faites avec la position des bobines telle qu'elle a été fixée par les calculs de champ magnétique décrits plus haut. Or l'emploi de la correction de Lyle ne conduit pas à des résultats rigoureux, d'autre part la réalisation mécanique des bobines et leur position par rapport au plan médian sont sujettes à erreurs. On pourrait contrôler le champ magnétique par la mesure directe mais cette opération nécessiterait une très grande précision, d'où l'emploi obligatoire d'une méthode de compensation dont la mise au point est longue et délicate. Nous préférons procéder par légers déplacements systématiques des bobines, essais qui sont également en cours.

On peut déduire de l'enregistrement représenté figure 8 le rapport des produits ρH relatifs aux raies F et I. En négligeant la correction de dilatation des bobines, car l'échauffement est alors faible, et, en prenant une valeur approchée de la composante verticale du champ terrestre (celle-ci est de même sens que le champ des bobines), on trouve une correction de $-1,1.10^{-3}$ à apporter au rapport $\frac{i_I}{i_F}$. Adoptant pour la raie F, $\rho H = 1388,6$ Oe.cm, il vient pour la raie I :

$$\rho H = 1\,388,6\,\frac{149,20}{117,95}(1 - 1,1.10^{-3}) = 1\,754,6 \text{ Oe.cm},$$

valeur que l'on peut estimer déterminée avec une précision de l'ordre de 5.10^{-4} et qui se trouve en accord, à cette précision, avec la valeur $\rho H = 1\,754,0$ donnée récemment par K. Siegbahn [8].

Nous adressons nos remerciements à M. le Professeur Jean Thibaud pour l'intérêt porté à ce travail et les moyens mis à notre disposition. Cet appareil a été réalisé grâce aux subventions accordées par le Centre National de la Recherche Scientifique que nous remercions ici, et avec le concours de MM. Martignat, Perrin et Guiraud, collaborateurs techniques. L'un de nous a bénéficié pendant l'exécution de ce travail d'une allocation du Centre National de la Recherche Scientifique.

Manuscrit reçu le 28 décembre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] SVARTHOLM N. et SIEGBAHN K. — *Ark. Mat. Phys.*, 1946, **33** A, n° 21.

[2] KURIE F. N., OSABA J. S. et SLACK L. — *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 771.
HEDGRAN A., SIEGBAHN K. et SVARTHOLM N. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, **63**, 960.
BARTLETT A. A. et BAINDRIDGE K. T. — *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 517.
JOHNS M. W., WATERMAN H., MC ASKILL D. et COX C. D. — *Can. J. Phys.*, 1953, **31**, 225.

[3] MOUSSA A. et BELLICARD J. B. — *J. Recherches du C. N. R. S.*, 1952, **18**, 131.

[4] MOUSSA A. et BELLICARD J. B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1681.

[5] MOUSSA A. — *Physica*, 1952, **18**, 1120.

[6] LYLE T. R. — *Phil. Mag.*, 1902, (6), **3**, 310.

[7] SVARTHOLM N. — *Ark. Mat. Phys.*, 1946, **33** A, n° 24.
HUBERT P. — *J. Recherches du C. N. R. S.*, 1948, **6**, 132.

[8] SIEGBAHN K. — *Physica*, 1952, **18**, 1043.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. SUPPLÉMENT AU N° 5.
PHYSIQUE APPLIQUÉE. TOME 15, MAI 1954, PAGE 94 A.

AMPLIFICATEUR A SEUIL

Par A. PAGÈS et R. WAHL,
Service des Constructions électriques,
Centre d'Études nucléaires, Saclay (Seine-et-Oise).

Sommaire. — On décrit un amplificateur à seuil destiné à être intercalé entre un amplificateur linéaire et un sélecteur d'amplitude d'impulsions. Le seuil réglable de 5 à 250 V est défini à mieux que 0,02 V. Le gain est réglable de 2 à 10 et la linéarité varie entre 1 et 3 pour cent suivant les conditions d'utilisation. Un circuit de blocage permet l'ouverture ou la fermeture de l'amplificateur, dans le cas de mesures en coïncidences.

Introduction. — Les fluctuations et dérives des seuils d'un sélecteur d'amplitude limitent leur emploi vers les faibles largeurs de bande.

Par ailleurs, l'égalité des bandes d'un sélecteur à plusieurs canaux est difficile à rendre indépendante de la forme des signaux pour des impulsions de durée courte.

Un amplificateur à seuil, muni de circuits de mise en forme appropriés, permet d'améliorer les performances des sélecteurs, tout en simplifiant leur construction.

Principe. — Considérons un groupe d'impulsions dont on veut analyser le spectre d'amplitude entre les valeurs A_1 et A_2 (*fig.* 1).

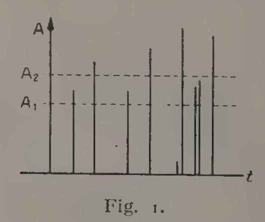


Fig. 1.

Seule la partie de chaque impulsion dépassant le niveau A_1 est transmise à un amplificateur de gain G, puis à un sélecteur dont les bandes ont une largeur ΔV.

La largeur de bande vue de l'entrée est donc équivalente à une valeur $\frac{\Delta V}{G}$ et les instabilités des largeurs de bandes sont réduites dans un rapport G; le problème se ramène à celui de la stabilité d'un seuil unique qui est celui de l'amplificateur à seuil.

La fonction du circuit de mise en forme est de délivrer à partir d'une impulsion un signal dont le front de montée est identique au front de montée initial, mais qui conserve sa valeur maximum pendant un temps choisi, puis redescend rapidement au point de repos.

Le circuit de mise en forme a été placé après l'amplificateur à seuil; le signal est envoyé enfin dans un amplificateur de sortie (*fig.* 2).

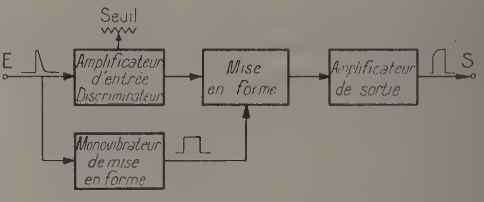


Fig. 2.

Dans ces conditions le sélecteur sera alimenté uniquement par des signaux normalisés ayant un sommet horizontal et une descente rapide, et la largeur des bandes de sélecteur pourra être augmentée.

Principaux éléments successifs de l'amplificateur à seuil. Détails des circuits. — I. *Amplificateur d'entrée-discriminateur.* — Il est composé des tubes T_1, T_2, T_3, D_1 et D_2. Son rôle est de ne laisser passer que la partie de l'impulsion dépassant un seuil réglable (*fig.* 3).

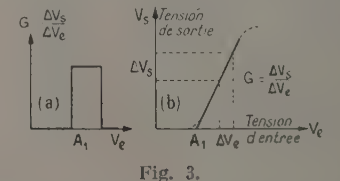


Fig. 3.

Les tubes T_1 et T_2 constituent un amplificateur à cathodes couplées. Le gain maximum est obtenu quand la grille de T_2 est fixe. Le gain est ramené à des valeurs plus faibles en appliquant sur cette grille, en contre-réaction, une partie de la tension apparaissant sur la plaque de T_2.

L'extrémité du pont de contre-réaction est reliée, soit à une tension continue de référence égale à 85 V, soit à la plaque de T_2, suivant que l'une ou l'autre des diodes à cristal D_1 et D_2 est conductrice.

Au repos, la diode D_1 est bloquée, la diode D_2 est conductrice; la plaque de T_2 est négative de 20 V environ par rapport à l'anode du tube de référence T_3 (+ 85 V).

Dès que la plaque de T_2 entraîne le circuit de contre-réaction, la tension de la grille de T_2 croît et un signal est transmis à la grille de T_4.

Le seuil est défini par la différence de potentiel entre la tension au repos de la grille de T_1 et le niveau auquel cette dernière doit être portée pour provoquer l'entraînement par la plaque de T_2 du circuit de contre-réaction.

Deux valeurs de gain sont obtenues par variation du taux de contre-réaction.

II. *Circuit de mise en forme.* — La tension délivrée à la sortie de l'amplificateur à seuil est transmise par le tube T_4 à la plaque de la diode D_3 qui charge la capacité C.

Au repos, la grille de T_6 est maintenue à une tension intermédiaire entre celle de la plaque de D_3 et celle de la cathode de D_4. Cette dernière valeur est ajustée par le potentiomètre de 2 kΩ (circuits de T_{10}—T_{11}) de façon que D_3 et D_4 fonctionnent à leur limite de blocage.

Un signal rectangulaire positif produit par le monovibrateur T_9-T_{10} est appliqué à la cathode de D_4 à travers T_{11}.

Toute impulsion supérieure à 3 V environ appliquée au monovibrateur à travers l'amplificateur T_{13}-T_{14} fait basculer ce monovibrateur. Le potentiel de la cathode de D_4 croît rapidement, ce qui libère la capacité C qui peut être chargée par D_3 à la valeur maximum de l'amplitude de l'impulsion transmise par le tube T_4. La charge de la capacité C ne peut s'écouler qu'à travers la résistance d'isolement des circuits de sorte que la cathode de D_3 demeure très sensiblement au potentiel où elle a été amenée. Cependant, dès le retour à environ 1 V de l'impulsion à analyser, le monovibrateur rebascule et par l'intermédiaire du tube T_{11}, décharge la capacité C (*fig.* 4).

Une surcompensation du circuit plaque-grille du monovibrateur T_9-T_{10} impose une durée minimum au signal rectangulaire produit par le monovibrateur (5 μs environ).

Les capacités plaque-cathode des diodes D_3 et D_4 provoqueraient l'apparition à la grille de T_6 de tensions parasites.

Pour éviter ces effets, les signaux respectivement appliqués à la cathode de D_4 et à la plaque de D_3 sont inversés par les tubes T_5 et T_{12} puis transmis à la grille de T_6 à travers des capacités de neutrodynage Cn_1 et Cn_2.

L'application sur la grille de T_6 de deux charges égales mais de signes opposés élimine les signaux parasites.

III. *Amplificateur de sortie.* — L'impulsion après la mise en forme est appliquée à un amplificateur à cathodes couplées (tubes T_6 et T_7).

Le gain est réglé par une contre-réaction plaque-grille du tube T_7 (gains 2 et 5 environ).

Le signal obtenu à la sortie de cet amplificateur est transmis à un sélecteur à travers le tube transformateur d'impédance T_8.

IV. *Blocage.* — Ce circuit est ajouté pour permettre d'analyser uniquement les signaux en coïncidence ou en anticoïncidence avec ceux qui arrivent sur une deuxième entrée. La plaque du tube T_{15} est couplée à la plaque du tube T_2.

Si T_{15} débite la plaque de T_2 ne peut monter

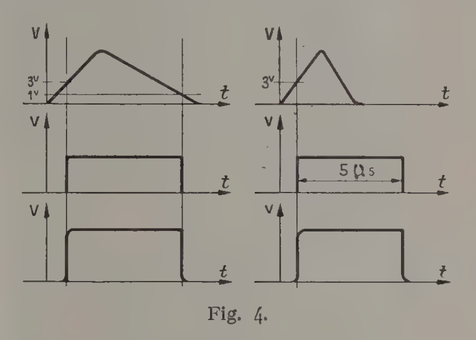


Fig. 4.

au delà du point définissant le seuil de l'amplificateur T_1-T_2.

Suivant la tension grille de T_{15} le circuit est soit fermé, soit ouvert au repos. Dans le premier cas un signal négatif bloque la lampe. Dans le second cas un signal positif permet l'analyse de l'impulsion.

Le tube T_{16} sert uniquement à faire monter la cathode de T_2 quand sa plaque est effondrée. Ce tube évite une trop grande dissipation-écran de T_2.

V. *Performances.* — *a.* Le seuil de l'amplificateur est réglable de 5 à 250 V par bonds de 0,25 V.

b. Le gain est réglé par les amplificateurs d'entrée et de sortie à des valeurs approximatives de 2, 4, 6 et 11 mesurées sur chaque appareil.

c. La stabilité du seuil a été étudiée avec une alimentation ± 250 V stabilisée précédée d'un transformateur à fer saturé. Pour une tension de secteur variable de 100 à 150 V les chauffages des tubes sont ainsi stabilisés à ± 1 pour 100, les alimentations à 0,02 V près. Dans ce cas, la stabilité des seuils de l'appareil est meilleure que ± 0,02 V pendant quelques heures. Seules interviennent les fluctuations des tensions de contact grille-cathode

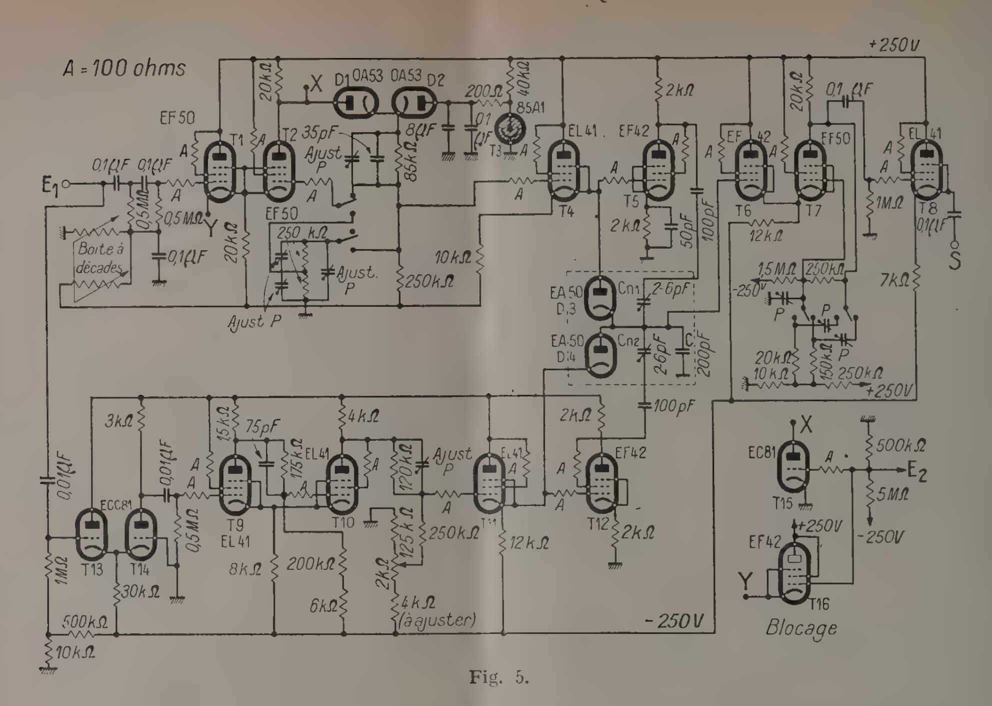


Fig. 5.

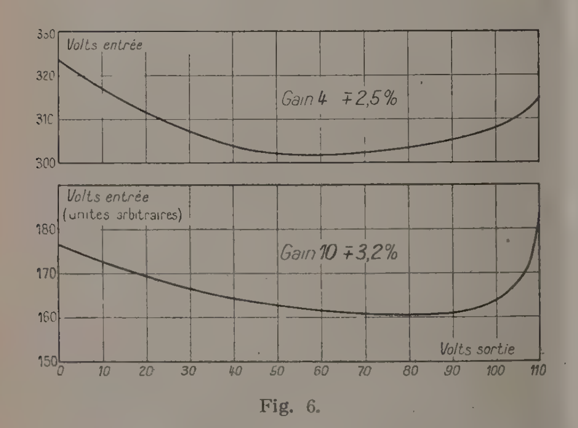


Fig. 6.

des tubes de l'amplificateur à seuil et les dérives des alimentations et des tubes.

d. L'amplificateur à seuil et les circuits de mise en forme admettent des impulsions dont la constante de temps de montée minimum est égale à 10^{-6} s.

e. Les signaux de sortie ont une amplitude maximum de 100 à 120 V suivant le gain.

L'amplitude admissible de la tension d'entrée se déduit de cette valeur suivant le gain, mais aucune perturbation n'est apportée si le signal d'entrée dépasse le seuil de 100 V.

f. La linéarité a été mesurée en supposant des bandes de sortie fixes. La figure 6 donne pour deux valeurs de gain la variation de la largeur de bande ΔV_e nécessaire pour obtenir une bande donnée ΔV_s en sortie en fonction de la tension de sortie.

La région linéaire s'étend environ sur 90 V de la tension de sortie.

La variation de la largeur de bande vue de l'entrée est comprise entre ± 1 et ± 3 pour 100.

Manuscrit reçu le 14 septembre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

Cooke Yarborough E. H. — *Proc. Inst. Électr. Eng.*, 1950, **97**, 108.

Valladas G. — *J. Phys. Rad.*, 1953.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM.
PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 5.
TOME 15, MAI 1954, PAGE 97 A.

SÉLECTEUR A 10 CANAUX

Par R. WAHL,
Service des Constructions électriques,
Centre d'Études nucléaires
Saclay (Seine-et-Oise).

Sommaire. — On discute les performances et la stabilité d'un sélecteur à 10 canaux de type classique. La réalisation d'un appareil de ce type permet d'obtenir des largeurs de bande de 0,2 à 5 V définies à mieux que 2 pour 100 près. Le pouvoir de résolution est de 5 μs.

Introduction. — La réalisation de sélecteurs d'amplitude formés de discriminateurs indépendants a été décrite par différents auteurs [1], [2], [3]. Pour en améliorer les performances, nous avons étudié les tubes et éléments de montage des discriminateurs permettant d'obtenir une meilleure stabilité de seuil.

La réalisation, décrite par ailleurs, d'un amplificateur à seuil associé à des circuits de mise en forme standardisant les signaux, simplifie le problème de la réponse des discriminateurs en fonction de la forme des signaux et augmente la gamme des largeurs de bandes utilisables. La construction du sélecteur proprement dit est alors simple et économique.

Étude de la stabilité du seuil continu d'un monovibrateur de Schmitt. — Le montage utilisé pour comparer les performances des différents tubes est représenté sur la figure 1. On augmente progressivement la tension *V* jusqu'au basculement indiqué par le milliampèremètre I. Le contacteur K permet de redescendre au-dessous de la zone d'hystérésis du monovibrateur sans changer *V*. Les variations du seuil observées dans différentes conditions sont indiquées sur le tableau I. On voit que le tube EFF-51 permet d'obtenir la meilleure stabilité de seuil en fonction du temps.

Les variations des seuils dues aux chocs mécaniques ont été mesurées pour le tube EFF-51. Elles sont de 0,15 V maximum pour les premiers

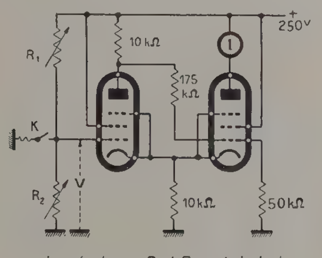


Fig. 1.

chocs et ± 0,03 V ensuite. Ces valeurs varient beaucoup d'un tube à l'autre.

Aux fluctuations dont nous avons parlé jusqu'à présent s'ajoutent toujours les dérives lentes de seuils dues à l'évolution des divers éléments de montage, ainsi que des variations en fonction de la température.

Nous supposerons toujours par la suite que l'équilibre de température de l'appareil est atteint et que les chocs mécaniques sont évités.

TABLEAU I.

	Variation maximum en fonction du temps sur 1 h (Chauffage 6,3 V) (V).	Variation en fonction du chauffage (6,3 V ± 10 pour 100) (V).	Écart maximum en fonction du chauffage de 5 à 8 V (V).	Écart maximum sur quelques tubes (V).	Valeur moyenne du seuil.
2.EF 42	± 0,05	± 0,03	0,35	0,8	48
ECC 40	± 0,04	± 0,01	0,04	0,1	47,9
2.EL 41	± 0,03	± 0,01	0,03	0,1	47,2
ECC 81	± 0,02 (à 7 V) ± 0,01	± 0,02	0,16	0,6	48,1
EFF 51	± 0,01	± 0,02	0,20	0,6	48,4

Si les précautions nécessaires sont prises pour éliminer les variations des chauffages et des alimentations il est possible de définir sur des périodes de temps de quelques heures le seuil d'un monovibrateur à EFF-51 à ± 0,01 V près. Il semble difficile de réduire cette valeur puisqu'elle est du même ordre de grandeur que les fluctuations de tensions de contact grille-cathode des tubes. Il faut noter d'ailleurs que chaque mise sous tension des tubes modifie la valeur de ces tensions de contact de façon importante. Un fonctionnement continu des circuits est donc préférable pour des mesures de précision.

Étude du seuil d'un monovibrateur de Schmitt en impulsion. — Pour fonctionner en impulsion l'atténuateur plaque-grille du monovibrateur doit être équilibré; ce réglage est obtenu de la façon suivante : des signaux à montée et descente lentes sont appliqués à l'entrée et l'on observe à l'oscillographe le signal de basculement sur les cathodes. Au voisinage du seuil on ajuste le condensateur variable C_v de façon à ce que le retour du signal se fasse sans dépassement de la valeur de repos (*fig.* 2).

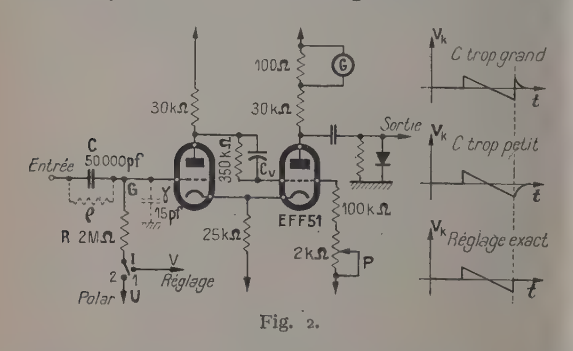


Fig. 2.

Nous réglons le seuil du monovibrateur en appliquant une tension continue V sur la grille d'entrée par l'inverseur I (*fig.* 2). On se place juste au point de basculement en agissant sur le potentiomètre P. Le basculement est observé sur le voltmètre G. L'inverseur I est alors remis dans la position normale, ce qui applique à l'entrée la polarisation choisie U.

Nous disposons pour cette mesure d'un générateur fournissant des signaux d'amplitude réglable avec une grande précision [6]. Ces impulsions sont envoyées à l'entrée du monovibrateur et ce dernier attaque un système de comptage.

Étude en impulsion. — Les variations de l'amplitude nécessaire au déclenchement du monovibrateur ont été trouvées dans ces conditions de l'ordre de ± 0,02 V sur quelques heures.

L'écart des amplitudes de déclenchement d'une série de monovibrateurs, identiques à ceux de la figure 2, réglés en continu à un même seuil V, a été trouvé au maximum de ± 0,05 V.

Pour interpréter ce résultat, nous énumérons sur le tableau II différentes causes pouvant entraîner une différence entre le seuil en continu et le seuil en impulsion. Certaines de ces causes (2, 4, 11) provoquent un déplacement général des seuils, ce qui est peu gênant, vu l'ordre de grandeur de ces variations. Seules les causes (7, 8, 9) interviennent pour entraîner des variations indépendantes des différents seuils. Elles donnent lieu à des variations maximum qui sont bien de l'ordre de grandeur de la valeur mesurée indiquée ci-dessus.

On voit donc que la stabilité des seuils obtenue et le mode de réglage en continu permettent d'obtenir des seuils réglés à ± 0,05 V près et stables à ∓ 0,02 V ce qui permet de définir des bandes de 5 V avec une précision de 1 pour 100 et une stabilité de 0,5 pour 100.

TABLEAU II.

Causes d'erreur.	Effet.
1. Fuite du condensateur C : $\rho > 10^{-11}\ \Omega$	négligeable
2. Atténuation du signal dans le rapport $\frac{C}{C+\gamma} = 1 - 3.10^{-4}$	0,03 V sur 100 V
3. Variation d'un étage à l'autre du rapport précédent : capacité C et γ à ± 10 pour 100	négligeable
4. Atténuation par CR { front de montée 0,25 µs	négligeable
front de montée 25 µs	0,015 V sur 100 V
5. Courant inverse de grille : $I_g - < 3.10^{-9}$	négligeable
6. Entraînement mesuré de deux monovibrateurs voisins	0,01 V
7. Défaut de réglage de C_v	∓ 0,015 V
8. Défaut de réglage de P	∓ 0,015 V
9. Défaut de stabilité du seuil	∓ 0,01 V
10. Incertitude du seuil due au ronflement secteur	< 0,01 V
11. Niveau moyen au point G : impulsions de 10 µs, 10 par seconde;	0,01 V sur 100 V
100 µs, 100 par seconde	1 V sur 100 V

Description du sélecteur. — Le signal d'entrée standardisé est envoyé à l'entrée de onze monovibrateurs identiques polarisés à des seuils croissants. Les signaux de basculement pris sur la plaque de droite des monovibrateurs sont dérivés et une diode à cristal supprime le signal positif. On n'a donc aucun signal pendant le basculement des monovibrateurs mais un signal négatif au moment de leur retour. Les signaux issus de chaque étage se produisent donc pratiquement en même temps.

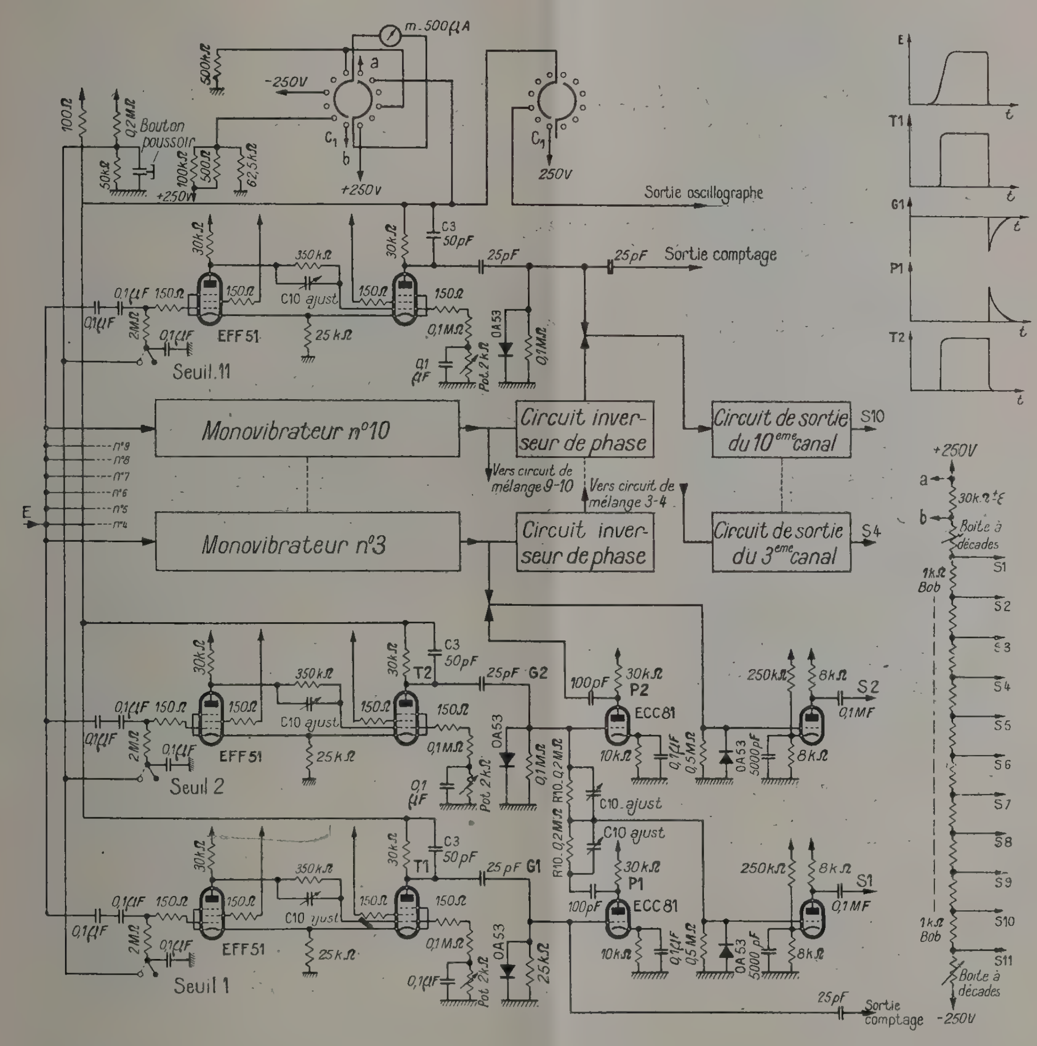


Fig. 3.

La durée du retour du signal normalisé est en effet plus rapide que 0,1 μs pour 10 V.

Ces signaux sont ensuite inversés; les résistances R_{10} permettent le mélange du signal négatif d'un monovibrateur avec le signal inversé du monovibrateur voisin. Un étage de sortie amplifie le signal pris au point milieu des résistances R_{10} pour lui donner les caractéristiques nécessaires à l'attaque des systèmes de comptage. Le réglage des capacités variables C_{10} permet de réduire l'amplitude des signaux résiduels. On obtient un rapport supérieur à 10 entre les impulsions à compter et les signaux résiduels.

Le schéma général est représenté sur la figure 3.

Les polarisations sont fixées par une chaîne de résistances et de boîtes à décades permettant de régler les largeurs de bandes de 2,5 à 10 V et le seuil de l'ensemble des bandes de 10 à 100 V. Les capacités C_3 sur les plaques des monovibrateurs réduisent les signaux parasites transmis par les

capacités inter-électrodes des tubes. L'ensemble est monté sur un châssis vertical permettant un câblage d'accès facile. Le sélecteur comprend 21 tubes. La consommation n'est que de 50 mA sous 250 V.

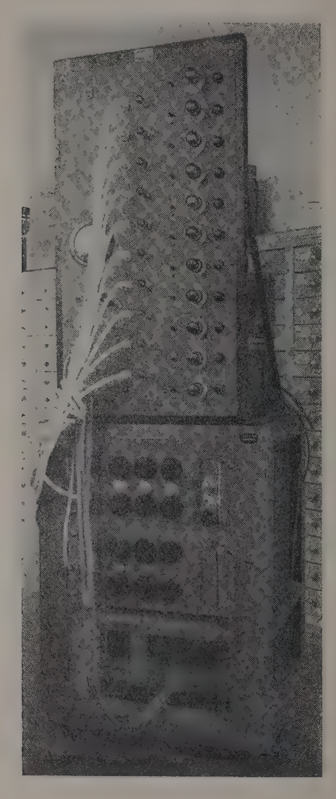


Fig. 4.

L'ensemble comprend l'alimentation commune au sélecteur et à l'amplificateur à seuil, le panneau et les boîtes à décades du sélecteur, le châssis de l'amplificateur à seuil. Le commutateur général permet d'utiliser le microampèremètre soit en voltmètre de contrôle des alimentations, soit pour le réglage des seuils, soit en milliampèremètre en série avec la chaîne de résistances fixant les seuils. Des bornes sont prévues pour le comptage total et le comptage des signaux dépassant la dernière bande.

Conclusion. — L'ensemble du sélecteur à dix canaux et de l'amplificateur à seuil permet l'analyse de spectre d'amplitude avec des bandes de 0,2 à 5 V, définies en largeur à mieux que ± 2 pour 100 près, déplaçables de 3 à 250 V. La position de l'ensemble des bandes analysées est stable à ± 0,02 V près. Ces valeurs ne dépendent pas de la forme des signaux tant que leur front de montée est plus long que 0,3 μs.

Le pouvoir de résolution de l'ensemble est de 5 μs. Le blocage prévu sur l'amplificateur à seuil permet, de plus, de réaliser des coïncidences et anticoïncidences sur la voie des impulsions à analyser.

Le sélecteur proprement dit n'utilise que deux tubes par canal. Il semble donc que pour un sélecteur dont le nombre de canaux est inférieur à 10 ce montage reste, à performances égales, plus économique que les modèles à définition unique de la largeur de bande [4]. Il a de plus l'avantage d'avoir un bon pouvoir de résolution.

Une étude des performances de sélecteurs construits avec des tubes spéciaux dérivés des tubes cathodiques [5] a montré que d'une part il n'est pas possible d'en attendre des stabilités de seuils comparables à ceux obtenus par les autres méthodes, d'autre part que la construction de l'appareil n'est pas simplifiée par la présence du tube sélecteur puisqu'il est encore nécessaire d'y ajouter des tubes auxiliaires (au moins un par canal).

Le modèle de sélecteur à discriminateurs reste donc le plus intéressant pour les petits nombres de bande.

Cet appareil a été réalisé avec la collaboration technique de M. Lemonnier.

Manuscrit reçu le 14 septembre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Valladas G. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 501.
[2] Kelley. — *Nucleonics*, 1952, **10**, 34.
[3] Wahl R. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 67 A.
[4] Guillon H. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 128.
[5] Langevin M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 5, 515.
[6] *Rapport Canadien C. R. L.* 467.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU Nº 5. TOME 15, MAI 1954, PAGE 101 A.

RÉALISATION D'UN CORRÉLATEUR ÉLECTRONIQUE A LECTURE DIRECTE.

Par J. C. PEBAY-PEYROULA et P. SIMON,
Laboratoire de Physique de l'E. N. S.

Sommaire. — On étudie un corrélateur qui donne à partir de deux enregistrements F et G la valeur de fonctions du type :

$$R(\tau) = \frac{1}{\theta}\int_0^{\theta} F(t)\, G(t+\tau)\, \mathrm{d}t.$$

L'appareil, grâce à un dispositif photoélectrique, utilise directement les bandes obtenues par des enregistreurs d'un type courant. La partie électronique calculatrice est du type à impulsions; elle ne limite pas la précision qui est imposée par la représentation graphique des enregistrements. Dans la réalisation actuelle, le temps de corrélation τ peut varier de façon continue à partir d'un minimum dépendant de la vitesse d'enregistrement jusqu'à des valeurs aussi grandes que l'on veut.

L'étude physique d'un phénomène conduit généralement à l'emploi des enregistreurs graphiques. L'enregistrement, dans le cas de phénomènes désordonnés, est la plupart du temps impropre à donner directement des résultats intéressants. Pour en déduire quelques propriétés, il est nécessaire de faire des calculs intermédiaires : développements de Fourier, recherche de fonction de corrélation. Dès que l'on doit dépouiller une certaine longueur d'enregistrement, ce travail devient long et fastidieux.

Aussi avons-nous imaginé un dispositif permettant de calculer de façon entièrement automatique à partir d'enregistrements des fonctions de la forme :

$$f(\tau) = \frac{1}{T}\int_0^{T} F(t)\, G(t+\tau)\, \mathrm{d}t,$$

où F et G sont deux courbes tracées sur deux graphiques différents.

Nous pouvons ainsi obtenir rapidement les fonctions de corrélation de deux événements $F(t)$ et $G(t)$, les fonctions d'autocorrélation d'un événement $F(t)$ et si nous avons sur une bande une sinusoïde, des coefficients de Fourier.

Principe de l'appareil. — L'appareil comportera deux parties distinctes : la partie lectrice qui transformera les données graphiques en signaux électriques représentant dans un certain code les fonctions F et G, et la partie électronique qui effectuera les calculs.

Partie lectrice. — La figure 1 nous montre un schéma général de l'appareil. On y voit les feuilles de papier d'enregistrement sur lesquelles sont tracées les fonctions F et G à étudier. Transversalement, le long du segment AB se déplace sur le diagramme F un point lumineux. Lorsqu'il arrive en B un autre apparaît en A et ainsi de suite. Une cellule photoélectrique est placée devant le papier. Lorsque la tache lumineuse passe sur le trait noir du graphique, la quantité de lumière diffusée varie et le courant de la cellule subit une impulsion. La vitesse de balayage étant uniforme et, par suite de la continuité du balayage, le courant cellule présente l'aspect de la figure 1.1. Un dispositif accessoire fournit à chaque balayage une impulsion définissant le zéro (*fig.* 1.2). Entre une impulsion a et une impulsion b, il s'écoule un temps proportionnel à $F(t)$.

A l'aide d'un second point lumineux et d'une deuxième cellule, nous faisons une lecture analogue en A'B' sur le diagramme G. Nous obtiendrons des impulsions séparées par un temps proportionnel à $G(t+\tau)$.

Précisons dès maintenant que les vitesses de balayages sont différentes l'une de l'autre, nous expliquerons ce point ultérieurement.

Partie électronique. — Les impulsions a et b venant d'une même voie de lecture sont appliquées à un circuit flip-flop pour obtenir des ondes carrées. Le flip-flop ne peut prendre que deux états de fonctionnement que nous appellerons A_1 et B_1 (*fig.* 1.3). L'impulsion a lui est appliquée de façon à l'amener à la position A_1 et à celle-ci seulement. De même, l'impulsion b ne peut l'amener qu'à la position B_1. La longueur de l'ordonnée sur le graphique est donc maintenant proportionnelle à la durée d'un état électrique, avec nos notations à la durée de l'état A_1.

Nous pouvons appeler probabilité de l'événement A_1 que nous écrirons prob A_1 le rapport de la durée de l'état A_1 à la durée totale θ de l'opération.

Faisons dérouler le papier à vitesse constante. Nous voyons sans peine que nous avons :

$$\text{prob}\, A_1 = \frac{K_1}{\theta}\int_0^{\theta} F(t)\,\mathrm{d}t,$$

K_1 étant un facteur de proportionnalité.

Il en est de même de l'autre voie pour la lecture du diagramme G et nous aurons en prenant des notations analogues :

$$\text{prob}\, A_2 = \frac{K_2}{\theta}\int_0^{\theta} G(t+\tau)\,\mathrm{d}t.$$

Supposons pour simplifier F et G constants et admettons que l'indépendance des deux balayages

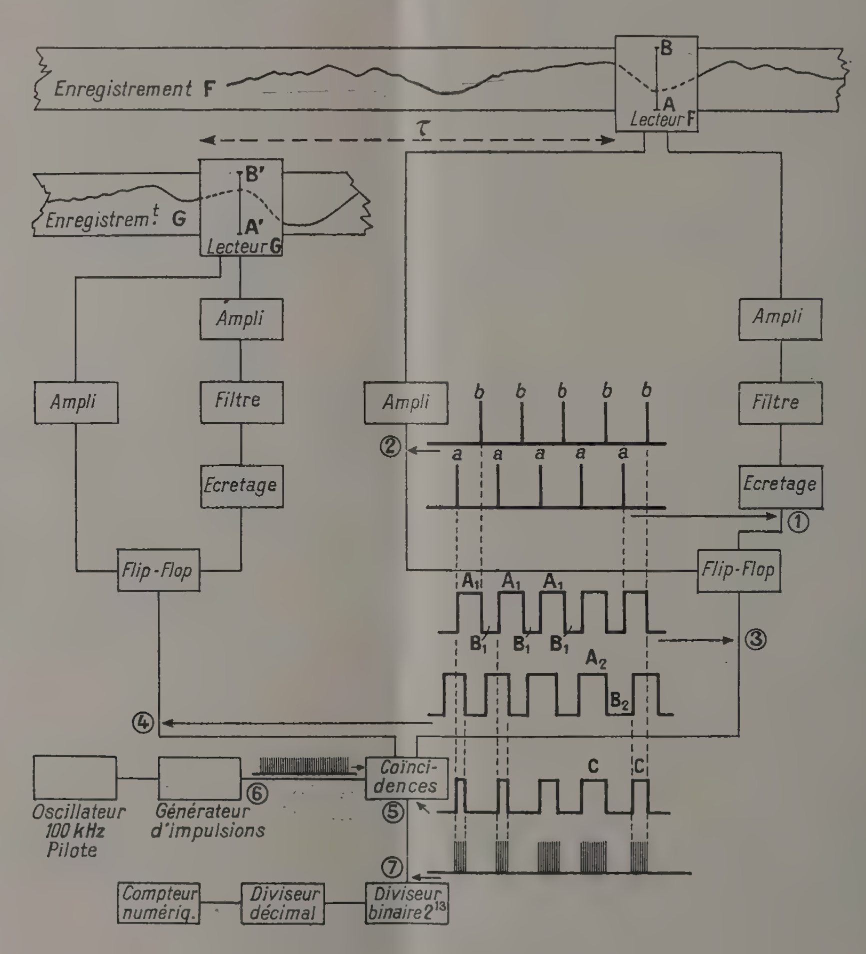


Fig. 1. — Schéma du corrélateur.

réalise entre les événements A_1 et A_2 une indépendance au sens du calcul des probabilités.

A l'aide d'un système électronique à coïncidence, fabriquons un état électrique C qui ne sera réalisé que lorsque les états A_1 et A_2 existeront simultanément (*fig.* 1.5). Définissons pour C une probabilité du même type que celle définie pour A_1 et A_2. D'après le théorème des probabilités composées, nous aurons :

$$\text{prob}\, C = \text{prob}\, A_1\, \text{prob}\, A_2;$$

dans notre cas particulier avec F et G constants, nous avons :

$$\text{prob}\, A_1 = K_1\, F(t),$$
$$\text{prob}\, A_2 = K_2\, G(t+\tau),$$

d'où

$$\text{prob}\, C = K\, F(t)\, G(t+\tau).$$

Nous admettons ici qu'en réalisant un balayage rapide tel que la variation des fonctions F et G, considérées maintenant comme quelconques, soit très petite entre deux balayages successifs, nous

aurons, l'opération étant menée du temps o au temps θ

$$\text{prob}\, C = \frac{k}{\theta}\int_0^{\theta} F(t)\, G(t+\tau)\, \mathrm{d}t.$$

Pour mesurer prob C un système à coïncidence ne laisse passer des impulsions venant d'un générateur d'impulsions que lorsque l'événement C est réalisé (*fig.* 1.7). Ces impulsions sont comptées par un numérateur. Le rapport du nombre d'impulsions n ainsi comptées au nombre total nous donne la valeur de prob C. Le générateur d'impulsions ayant une fréquence de répétition constante, on a

$$n = h\frac{1}{\theta}\int_0^{\theta} F(t)\, G(t+\tau)\, \mathrm{d}t,$$

la constante h pouvant être déterminée de façon expérimentale.

En répétant cette opération pour différentes valeurs de τ la courbe $n = f(\tau)$ est la fonction de corrélation cherchée, au facteur multiplicatif h près.

Une étude plus approfondie conduit à fixer les caractéristiques de l'appareil, compte tenu des possibilités techniques d'une part et de la précision cherchée d'autre part. Comme la lecture graphique impose une précision maximum de 1/100e de l'échelle, il suffit de donner à l'appareil des caractéristiques pour lesquelles la précision du calcul électronique sera toujours supérieure à 1/100e, comme on l'a montré ailleurs (*cf.* Diplôme cité en bibliographie). On a été ainsi conduit aux valeurs suivantes :

Nombre de balayages par seconde : 300 à 500;
Vitesse de déroulement du papier : 4 mm/s;
Fréquence de répétition du générateur d'impulsion : 100 000.

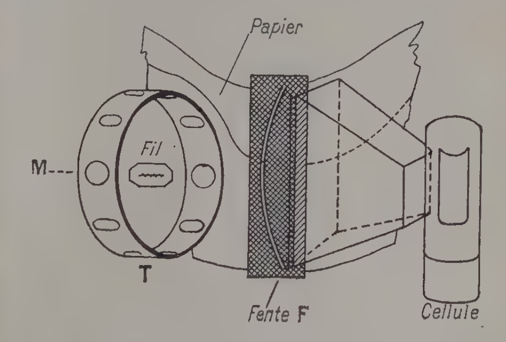


Fig. 3 *a*. — Principe du lecteur.

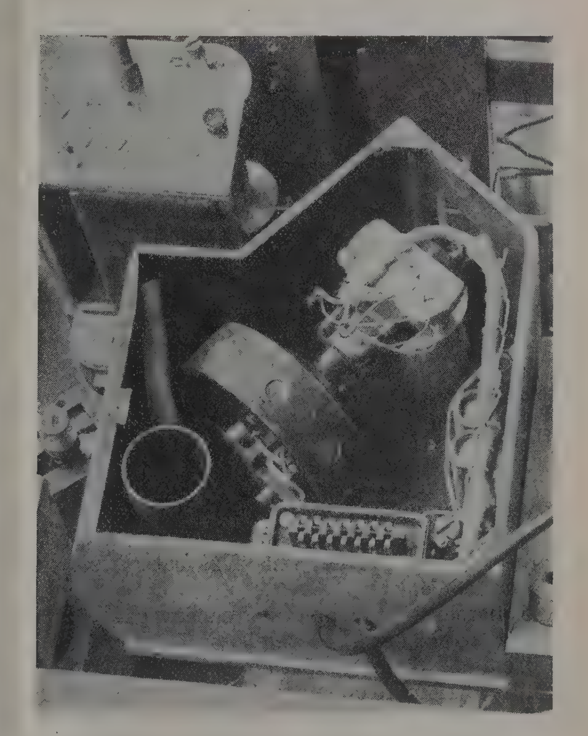


Fig. 3 *b*. — Partie mécanique du lecteur.

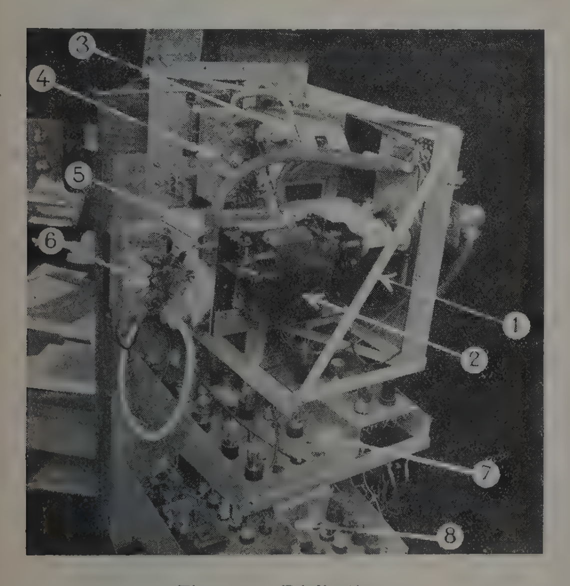


Fig. 2. — Réalisation.

1. Déroulement de l'enregistrement F; 2. Déroulement de l'enregistrement G; 3. Lecteur de F surmonté de son amplificateur 4; 5. Lecteur de G surmonté de son amplificateur 6; 7. Partie électronique calculatrice; 8. Diviseurs et compteur numérique.

Réalisation (*fig.* 2). — PARTIE LECTRICE. — Le corrélateur a été réalisé pour les besoins d'un laboratoire déterminé. La plupart des enregistrements y sont faits sur l'enregistreur Pekly, nous avons dû adapter la partie lectrice aux caractéristiques de cet appareil. L'axe de la bande de papier est l'axe des

temps. L'axe de la fonction est une partie d'arc de cercle.

Il faudra donc que la tache lumineuse décrive d'un mouvement uniforme une portion d'arc de cercle en satisfaisant aux conditions de continuité. La réalisation mécanique devra, d'autre part, être telle que l'on puisse rapprocher le plus près possible les deux lecteurs si l'on veut faire un travail d'autocorrélation pour des temps τ très courts.

Après de nombreux tâtonnements, nous avons réalisé les lecteurs de courbe de la façon suivante (*fig.* 3 *a* et *b*).

Un moteur M entraîne un tambour T à la périphérie duquel est placé un certain nombre de lentilles. Au centre du tambour est placée une ampoule électrique rectiligne. L'axe du filament est placé suivant l'axe du tambour. L'image du filament se forme sur une fente F, les bords sont recouverts de noir optique. Derrière la fente se déplace le papier d'enregistrement. La lumière diffusée par le papier apparaissant derrière la fente

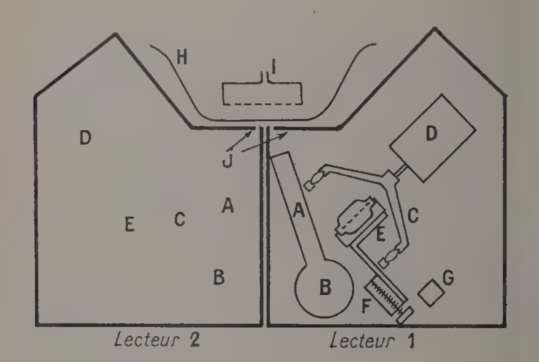


Fig. 4.
A, bloc plexiglass; B, cellule; C, tambour à lentilles; D, moteur; E, ampoule; F, réglage ampoule; G, phototransistor; H, papier; I, dispositif pneumatique; J, fentes.

est reçue par un bloc de plexiglass taillé en trapèze qui « conduit » la presque totalité de la lumière diffusée, par le jeu des réflexions successives, jusqu'à la cellule.

Le moteur M à aimant permanent peut tourner jusqu'à 10 000 t/mn, le tambour T est en dural, de 8 cm de diamètre parfaitement équilibré. Les lentilles au nombre de huit ont donc 2 cm de distance focale. La presque totalité du flux diffusé par le papier étant reçue par la cellule, grâce au bloc de plexiglass, nous avons pu nous servir d'une cellule ordinaire à vide. En tenant compte du fait que nous devons avoir deux lecteurs pouvant effectuer des lectures très rapprochées, nous arrivons à la réalisation définitive schématisée par la figure 4. De cette façon, pour un enregistrement fait à la vitesse de 5 mm/s, l'écart minimum de 2 mm correspond à $\tau = 2/5^e$ s.

Le dispositif accessoire fournissant une impulsion de zéro dont nous avons parlé dans la première partie est constitué par un phototransistor. Ce dernier est placé de telle façon que l'image du filament se forme sur la partie sensible à l'instant désiré. En changeant la position du phototransistor,

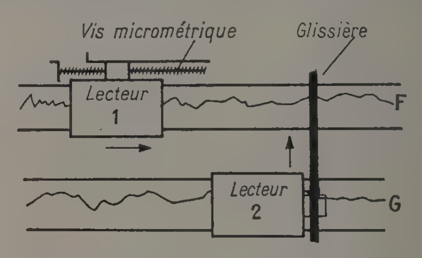


Fig. 5. — Déplacement des lecteurs, le sens de déplacement est marqué par des flèches.

on fixe le zéro au niveau correspondant à l'enregistrement étudié. Nous avons choisi pour cet emploi un phototransistor au germanium car sa partie sensible très réduite (0,5 mm²) permet d'obtenir très simplement des impulsions et son peu d'encombrement simplifie la réalisation.

Les diagrammes se déroulent en synchronisme à la vitesse constante de 4 mm/s obtenue à l'aide d'un moteur synchrone. Le papier est parfaitement appliqué contre les bords de la fente à l'aide d'un système pneumatique.

La figure 5 schématise les déplacements des lecteurs permettant d'une part de faire varier τ et d'autre part de faire soit de la corrélation, soit de l'autocorrélation.

Partie électronique. — Elle est schématisée par la figure 1. Les réalisations étant classiques, nous ne donnerons que les précisions qui nous semblent nécessaires.

Le courant donné par l'amplificateur de cellule

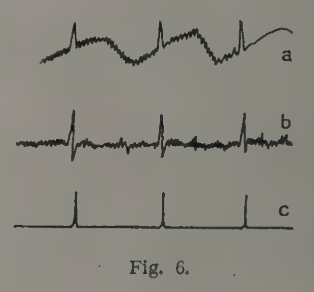


Fig. 6.

placé directement sur le lecteur présente une modulation parasite de fréquence égale à celle du balayage (*fig.* 6 *a*). Un filtre passe-haut élimine cette modulation (*fig.* 6 *b*), un écretage permet de ne conserver que les impulsions et élimine un certain nombre

d'impulsions parasites de niveau moins élevé (parasites de moteurs, etc.) (*fig.* 6 *c*).

Les coïncidences successives sont réalisées dans un seul circuit représenté par la figure 7. Les diodes

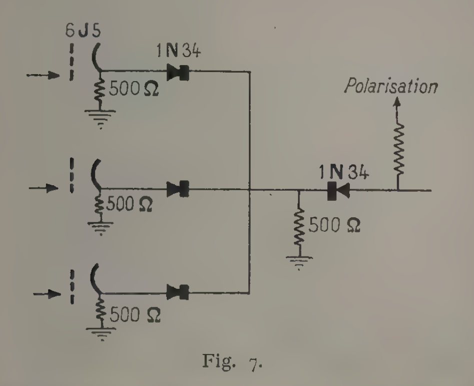


Fig. 7.

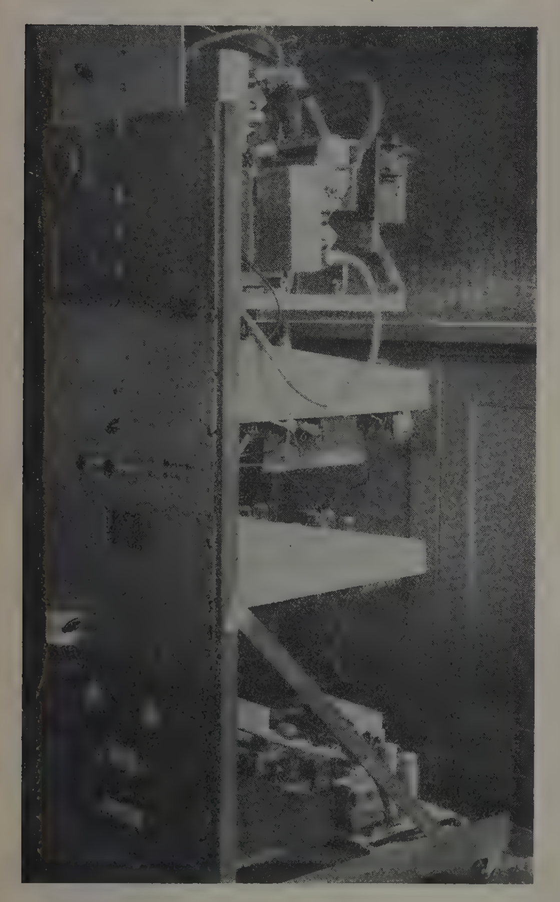


Fig. 8. — Réalisation d'ensemble.

sont disposées de telle façon que seules les impulsions correspondant à la coïncidence des états A_1 et A_2 puissent passer. Les numérateurs sont réalisés de façon classique.

Des découplages soignés de haute tension ont été nécessaires pour éviter toute réaction des différents circuits les uns sur les autres. La figure 8 nous montre la réalisation d'ensemble provisoire.

La mise au point définitive s'est avérée très délicate

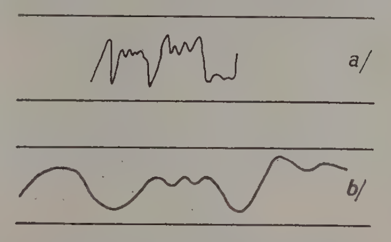


Fig. 9. — *a.* Courbe inutilisable;
b. la même « étalée » utilisable.

dans de nombreux points de détail. Signalons, par exemple, que les courbes doivent être tracées sur un papier ne présentant aucune inscription ni ligne. La courbe doit être tracée à l'encre noire et avoir un trait d'un demi-millimètre de large. L'enregistrement du phénomène étudié doit être assez rapide pour que la courbe ne présente pas de variation trop brutale d'amplitude (*fig.* 9). Moyennant ces quelques précautions, remarquons que ce corrélateur travaille directement sur les courbes enregistrées pour fournir immédiatement des résultats chiffrés pour chaque valeur de τ étudiée.

Des vérifications ont été faites sur des courbes dont on peut déterminer rapidement par le calcul

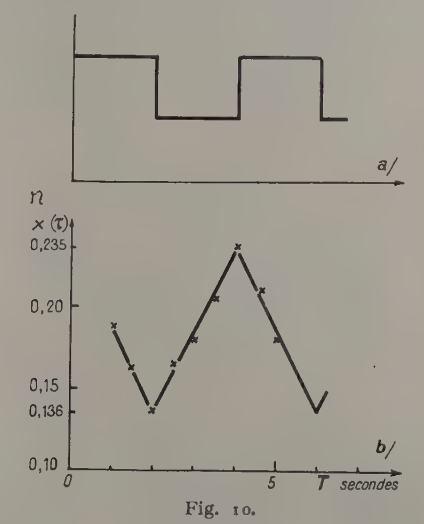


Fig. 10.
a. Fonction *F*;
b. Fonction $n(\tau)$ et points obtenus avec le corrélateur.

$$n(\tau) = \frac{1}{t}\int_0^t F(t)\,F(t+\tau)\,dt.$$

[En ordonnées, *lire* $n(\tau)$].

la fonction de corrélation. La figure 10 nous donne par exemple une de ces courbes, la fonction d'autocorrélation calculée et les points obtenus de façon expérimentale. On peut donc attendre une bonne précision de cet appareil.

Ce travail a été réalisé à la demande du laboratoire de Radioastronomie de l'École Normale Supérieure qui nous a apporté, sans aucune restriction, toute l'aide matérielle nécessaire.

Nous tenons à remercier M. le Professeur Rocard, directeur du Laboratoire de Physique qui a permis la réalisation de ce travail, ainsi que M. Aigrain qui nous a dirigé pour la construction de cet appareil.

APPENDICE.

Méthode utilisée pour déterminer les paramètres en fonction de la précision cherchée. — Nous avons supposé dans l'exposé précédent que les événements A et B étaient indépendants au sens du calcul des probabilités. Les événements A et B sont fonction de la vitesse de rotation des deux moteurs. Il nous faut justifier l'application du théorème des probabilités.

La méthode d'étude qui nous a paru la plus simple est une méthode directe dont nous allons montrer les étapes. Rappelons avant de commencer qu'une précision de calcul supérieure à 1/100e est illusoire, les fonctions n'étant tracées graphiquement qu'à ce degré de précision près.

Diagramme des aires. — Pendant un temps élémentaire Δt l'événement C a une certaine probabilité y. Nous portons y en ordonnée et le temps

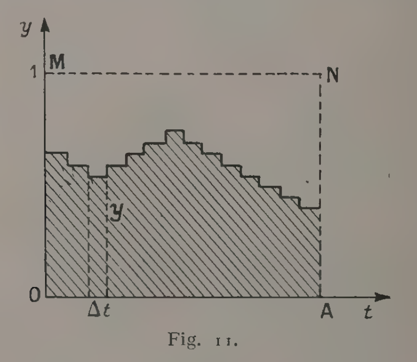


Fig. 11.

en abscisse. De o à t la probabilité moyenne $\overline{\text{prob}}^{\,0-T}$ est évidemment égale au rapport de l'aire hachurée à celle du rectangle OAMN (*fig.* 11).

Évaluation directe de prob C dans un cas simple. — Nous allons montrer comment nous pouvons résoudre le problème dans un cas simple : les deux moteurs tournent à vitesse constante, ces vitesses sont différentes mais dans un rapport de la forme $\frac{n}{n+1}$ n étant un entier simple et les fonctions F et G ont des valeurs constantes f et g. Sur la figure nous avons représenté les événements A et B correspondants, nous voyons apparaître une « période » T. Nous pouvons, de façon analytique, en fonction des différentes données, évaluer prob C pour des temps élémentaires Δt et faire un diagramme des aires que nous avons dessiné (*fig.* 12) avec la

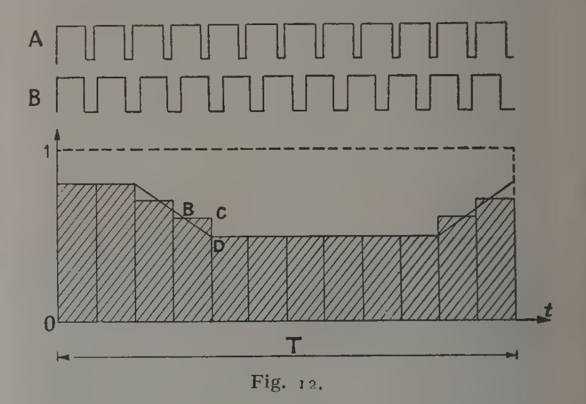


Fig. 12.

même échelle des temps. A partir des données analytiques définissant les points nous pouvons évaluer la valeur moyenne de prob$C$ pour une période. Si Δt est petit et permet de confondre l'aire de la figure avec l'aire du polygone, nous obtenons ce résultat très intéressant

$$\overline{\text{prob}\,C}^{\,0-T} = fg\,;$$

le diagramme des aires peut d'ailleurs prendre des formes diverses pour des valeurs variées de f et g.

Étude de la précision dans ce cas simple : première approximation (*fig.* 13). — Supposons que nous voulions calculer l'intégrale

$$\frac{1}{t}\int_0^t fg\,\mathrm{d}t$$

qui se ramène comme f et g sont constants au produit fg. Le diagramme des aires nous donne une méthode d'évaluation. Si l'unité de temps est la durée d'une période, nous avons

$$fg = \frac{\text{aire OAMN}}{t}.$$

Cette quantité est en définitive une fonction de t (*fig.* 13 *a*).

En faisant varier t, la fonction

$$\text{aire OAMN} = f(t)$$

est représentée par la figure 13 *b*.

La figure 13 *c* nous montre la variation de la fonction *fg* elle-même en fonction de l'instant final. Pour être sûr d'avoir une précision du 1/100ᵉ

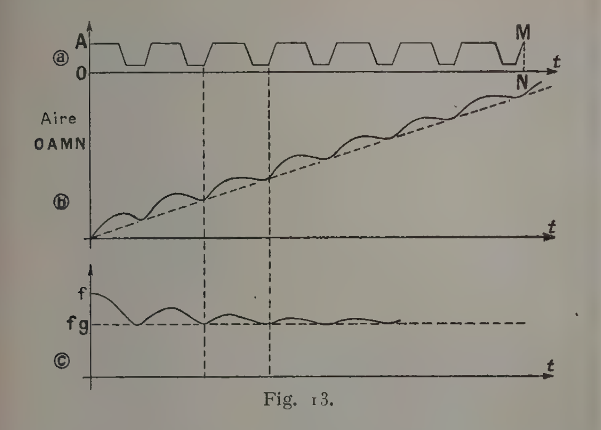


Fig. 13.

quelque soit l'instant final, il faut que l'amplitude des variations soit inférieure à 1/100ᵉ. Nous avons calculé la précision obtenue, en valeur absolue pour un certain nombre de valeurs de *f* et *g* (*fig.* 14).

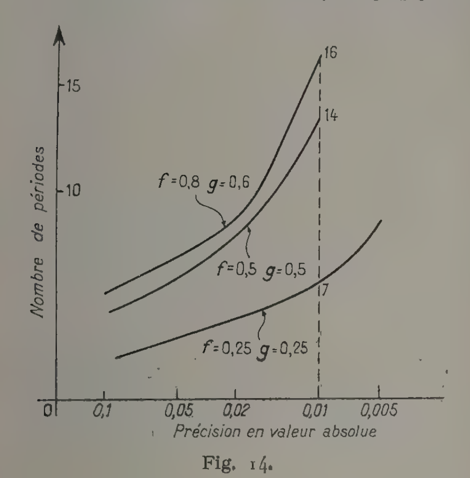


Fig. 14.

Calcul de la précision dans le même cas : deuxième approximation. — Nous avons évalué précédemment l'aire correspondant à une période sans tenir compte des valeurs finies du Δt. L'erreur commise est au maximum égale à l'aire de deux triangles tels que BCD (*fig.* 12). Cette erreur est de l'ordre de $\frac{1}{n^2}$, n étant le nombre de balayages par période. Nous pouvons affirmer dans notre cas particulier qu'en prenant 20 périodes comprenant chacune 10 balayages, la précision obtenue est suffisante dans tous les cas.

Généralisation de la méthode. — 1° Une période telle que celle vue précédemment suppose un rapport entier simple entre les deux vitesses de moteurs. En réalité il n'en est jamais ainsi, mais un exemple va nous montrer que l'on peut traiter de façon analogue le problème quelque soit le rapport des vitesses de moteurs. La figure 15 *a* montre le

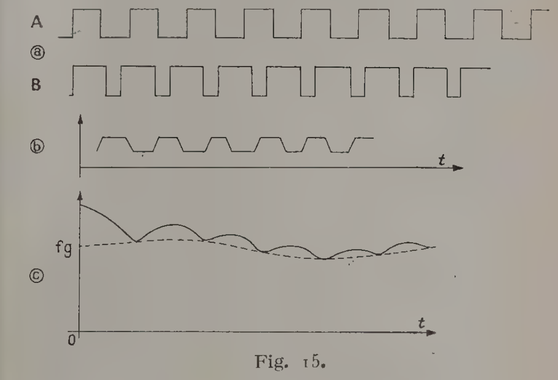


Fig. 15.

cas de vitesses respectives de 2 500 t/mn (1) et 2 940 t/mn (2). Tous les balayages du moteur (1) le diagramme des aires prend l'aspect d'une « période » précédente, mais toutes les périodes n'ont pas exactement la même aire. Un calcul montre que l'on peut négliger, au bout de quelques périodes, ce phénomène (*fig.* 15 *c*).

Nous avons besoin au maximum d'une précision de 1/100ᵉ. Il est donc inutile d'avoir des périodes ayant plus de 10 balayages : on augmenterait inutilement la longueur des opérations.

2° Supposons maintenant que les fonctions *F* et *G* varient. Pour plus de simplicité, supposons une variation linéaire de *F* pendant une période *T*. On trace le diagramme des aires dans ce cas (*fig.* 16)

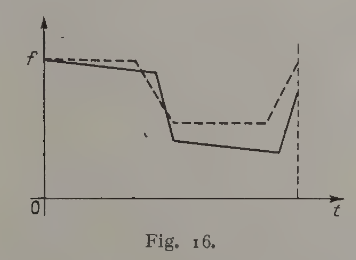


Fig. 16.

pour calculer directement prob*C*. L'évaluation de l'aire est assez difficile et conduit à des termes du deuxième ordre de la forme $(\Delta f)^2$. On montre que l'on peut les négliger si la variation Δf est inférieure à 1/10ᵉ. Dans ce cas on trouve la valeur simple

$$\overline{{}^{0}\text{prob}\,C^{T}} = \frac{1}{T}\int_0^T fg\,\mathrm{d}t.$$

Le travail de corrélation étant commencé depuis

un certain temps, l'importance des fluctuations dues à chaque période est très faible et si l'on fait varier F et G de moins de 1/10e par période (les fonctions F et G sont normées par rapport à 1) nous aurons finalement

$$\frac{1}{\theta}\int_0^{\theta} f(t)\, g(t+\tau)\,\mathrm{d}t \quad \text{à } 1/100^{e} \text{ près.}$$

On peut étudier d'une façon analogue l'influence des fluctuations des vitesses des moteurs.

Rapidité du calcul. — Nous allons appliquer les considérations précédentes au calcul de la vitesse possible du déroulement de papier dans un exemple précis. Une fonction subit un accroissement correspondant à 1 cm d'enregistrement et une variation de niveau de 0,5 (*fig.* 17). Une période devra durer pendant au maximum une variation de niveau de 0,1, soit pendant 1 mm d'enregistrement. Si l'on règle les vitesses des moteurs pour avoir 200 balayages/s, une période peut durer 1/20e s. On peut donc opérer avec une vitesse de 20 mm/s, soit environ 1 m/mn.

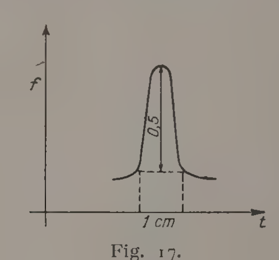


Fig. 17.

Il est à remarquer que nous avons estimé des limites supérieures d'erreur prises en valeur absolue. Le signe des erreurs commises localement, c'est-à-dire pour une brève longueur de l'enregistrement ne peut être déterminé *a priori* et sur une grande longueur d'enregistrement, l'erreur finale sera beaucoup plus petite par suite de la compensation des signes. Nous avons donc évalué une limite supérieure de l'erreur.

En définitive, seul le tracé de l'enregistrement graphique limite la précision. Un enregistrement de plus grande taille, donc plus précis, serait difficile à utiliser par le même procédé. On pourrait peut-être envisager dans ce cas un dispositif de transcription qui, piloté à la main donnerait une fois pour toutes sur un ruban magnétique une traduction codée comme celle fournie par les lecteurs. Deux lecteurs magnétiques joueraient ensuite le rôle des lecteurs à cellule de l'appareil actuel.

Manuscrit reçu le 15 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

Fonctions aléatoires et fonctions de corrélation en général.

JAMES, NICHOLS N. B. et PHILIPPS R. S. — Theory of Servomecanisme. *Mass. Inst. Techn. Rad. Lab. Séries.*

RICE. — A Mathematical analysis of Random Noise. — *Bell Tech. J.*, 1944, n° 23; 1945, n° 24.

Emplois des fonctions de Corrélations en Radioastronomie.

BLUM E. J. et DENISSE J. F. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1214.

BLUM E. J., DENISSE J. F. et STEINBERG J. L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 388.

Réalisation d'un corrélateur.

SINGLETON H. E. — A digital electronic correlator. *Proc. Inst. Radio Eng.*, 1950, p. 1422.

BROOKS F. E. et SMITH H. W. — A Computer for correlation functions. *Rev. Sc. Instr.*, 1952, p. 121.

PEBAY-PEYROULA J. C. — Étude et réalisation d'un corrélateur électronique. *Diplôme d'Études sup.*, 1952.

Ouvrages techniques.

CHANGE B., HUGHES V., MC NICHOL E., SAYRE D. et WILLIAMS F. C. — Wave Forms. *Mass. Inst. Techn. Rad. Lab. Séries.* Méthode de multiplication de Hardy, p. 676; Échelles et numérateurs, p. 604.

NASLIN et PEUTEMAN. — Les compteurs électroniques d'impulsions. *Onde électrique*, 1949, nos 267 et 269.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. PHYSIQUE APPLIQUÉE.

SUPPLÉMENT AU N° 5. TOME 15, MAI 1954, PAGE 109 A.

UNE ALIMENTATION STABILISÉE HAUTE TENSION. APPLICATION AUX KLYSTRONS MILLIMÉTRIQUES

Par J. MEVEL,
Faculté des Sciences de Rennes.

Sommaire. — Application à l'alimentation de klystrons millimétriques d'un procédé spécial de stabilisation de tension. L'appareil décrit peut fournir des débits importants (20 mA) sous tension élevée (4 kV), avec un intervalle de variation considérable.

Introduction. — La production d'ondes millimétriques au moyen de klystrons reflex nécessite l'utilisation de tensions continues, très stables et assez élevées. Les différents types de klystrons Raytheon pour ondes millimétriques pour lesquels a été réalisée l'alimentation que nous allons décrire ont des tensions d'accélération s'échelonnant de 1 800 V (2 K 33, $\lambda = 1{,}25$ cm) à 3 600 V (QK 295, $\lambda = 5$ mm) avec des débits de 8 à 20 mA. Des tensions accessoires de chauffage filament (en courant continu filtré stabilisé) de polarisation réflecteur et Wehnelt sont aussi nécessaires. Toutes doivent être très stables, (stabilisation supérieure à 1000) la longueur d'onde et l'intensité de la radiation émise en dépendant étroitement.

Rappel du principe des stabilisateurs de tension à tube série. — De très nombreux appareils ont déjà été réalisés pour la stabilisation des tensions

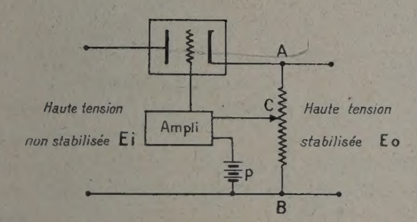


Fig. 1. — Principe du stabilisateur à tube à réactance série.

continues [1]. Le seul principe applicable aux tensions considérées ici, est celui du stabilisateur à tube à réactance série, que nous décrirons brièvement ci-dessous :

En un point C convenablement choisi sur le potentiomètre AB, on prélève une fraction de la tension de sortie de l'appareil, que l'on compare à une tension de référence, produite ici par la pile P. La différence algébrique de ces deux tensions ou « tension d'erreur » après amplification en courant continu, est appliquée à la grille de commande du tube à réactance, dans un sens tel, qu'à une augmentation de la tension de sortie, corresponde une augmentation de la réactance du tube. Dans ces conditions, l'appareil tend à s'opposer à toute variation de la tension de sortie.

Paramètres définissant le fonctionnement. — On définit généralement [3] le fonctionnement du stabilisateur par la donnée de trois paramètres

le facteur de stabilisation (ou coefficient d'atténuation) $S = \frac{E_0}{E_i}\frac{\Delta E_i}{\Delta E_0}$, rapport des variations relatives des tensions d'entrée et de sortie;

la résistance interne $R_i = -\frac{\Delta E_0}{\Delta I_0}$, rapport des variations de la tension et de l'intensité débitée;

la régulation $R_e = \frac{\Delta E_i}{\Delta E_0}$, rapport de la variation de tension de sortie à la variation de tension d'entrée.

Soient : βE_0 la tension recueillie au point C du potentiomètre AB; G le gain de l'amplificateur; μ le coefficient d'amplification de la lampe à réactance; R_i l'impédance de la source d'alimentation non stabilisée; R_p la résistance plaque de la lampe à réactance; on a, en première approximation [3], [4]

$$S \neq \frac{E_0}{E_i}\mu\beta G; \qquad R_i \neq \frac{R_i + R_p}{\mu\beta G}; \qquad R_e \neq \mu\beta G.$$

Ces relations servent à calculer le gain d'amplificateur nécessaire pour obtenir une stabilisation donnée. Pour fixer les idées, pour avoir un facteur de stabilisation de 1000, la tension de sortie étant de 4 kV, le coefficient β de $\frac{1}{12}$ (tension de référence 300 V) et le coefficient μ de 30, en admettant une chute de tension de 2 000 V aux bornes du tube à réactance, il suffit d'avoir un gain d'amplificateur de 670, ce que l'on peut aisément obtenir avec deux étages.

Inconvénients du montage pour la stabilisation de hautes tensions. — Le montage simple

décrit ci-dessus ne se prête pas aisément à la stabilisation de tensions élevées, surtout si elles doivent être réglables dans un grand intervalle. D'une part, la liaison directe qui existe entre la grille du tube série et la source du signal d'erreur, peut obliger à mettre tout l'amplificateur à la haute tension; d'autre part, si l'intervalle d'utilisation de la tension de sortie est étendu, il faudra modifier simultanément les chaines de résistance de l'amplificateur et la position du curseur sur le potentiomètre pour obtenir une stabilisation correcte quelle que soit la tension de sortie [2]. Le montage devient d'une réalisation et d'un entretien très délicats, du fait de la complexité des chaines de commutation et des possibilités de fuites qui en résultent.

Le stabilisateur à liaison inductive. — Cherchant à stabiliser la tension d'accélération d'un tube à rayons X, Pepinsky et Jarmotz [5] ont décrit

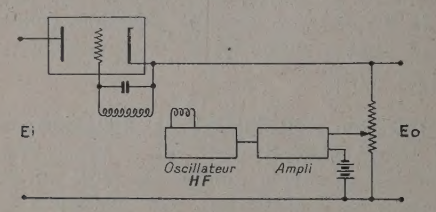


Fig. 2. — Principe du stabilisateur à liaison inductive.

un nouveau mode de liaison entre le signal d'erreur et la grille du tube à réactance. Aprés amplification en courant continu comme ci-dessus, le signal d'erreur module en amplitude un oscillateur haute fréquence. Le courant produit est transmis par couplage inductif à un circuit résonnant où il est redressé. La tension continue produite polarise la grille du tube à réactance.

Propriétés du stabilisateur à liaison inductive. — La méthode de liaison inductive présente de très importants avantages sur le procédé classique à résistances :

1° il n'y a aucune liaison directe entre le tube à réactance et les amplificateurs d'erreur, donc ces derniers peuvent être à un potentiel voisin de celui du sol;

2° le gain de l'amplificateur étant indépendant de la tension de sortie, la régulation reste constante quelle que soit la tension utilisée.

Caractéristiques d'une alimentation pour klystrons millimétriques. — L'alimentation réalisée sur ce principe a les caractéristiques suivantes indiquées sur son schéma bloc.

Le point O des tensions filament, Wehnelt et

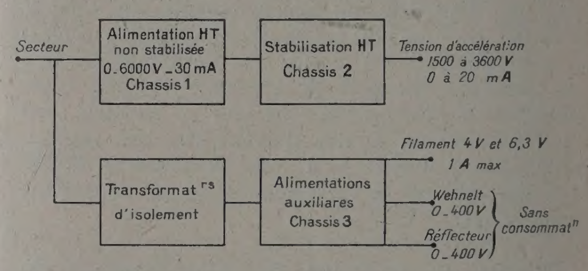
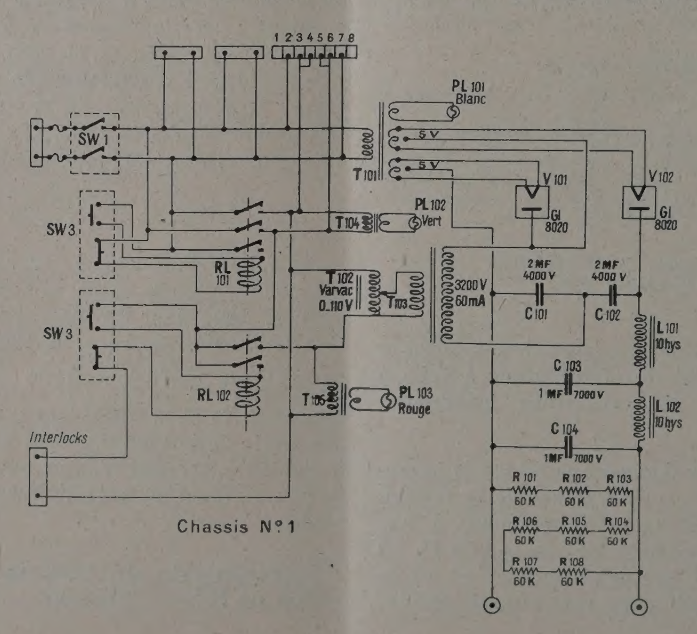


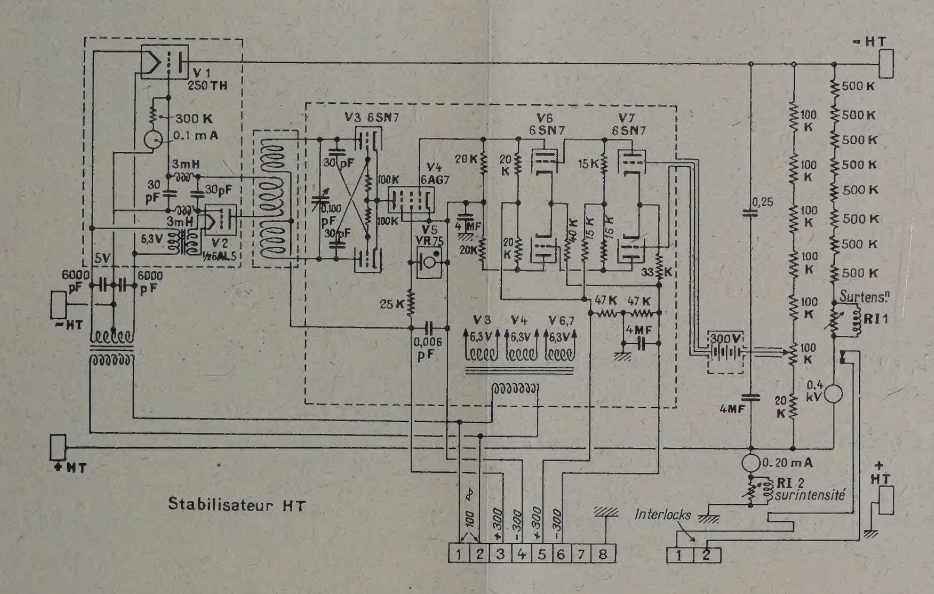
Fig. 3. — Schéma de principe de l'alimentation pour klystrons millimétriques.



réflecteur est connecté au — de la tension d'accélération dont le + est au sol.

Détails de réalisation. — *Alimentation H.T. non stabilisée, chassis n° 1.* — C'est un doubleur classique dont la tension de sortie varie de o à — 6 kV. Dans le même chassis sont montés les interrupteurs et les relais de commande.

Stabilisateur H.T., chassis n° 2. — Le principe en ayant été indiqué ci-dessus nous ne traiterons ici que quelques points de détails. Tout d'abord, les équations de stabilisation données ci-dessus supposaient une tension de référence absolument fixe. Si cette tension varie, la tension de sortie varie proportionnellement, d'où la nécessité de disposer d'une tension de référence extrêmement stable. Ceci nous a conduit à éliminer les tubes à décharge sujets à des dérives de toutes sortes. Nous avons utilisé des piles (trois batteries de 100 V en série) qui ne débitent pas et dont la température est maintenue constante par un épais isolement thermique.



La même considération de stabilité s'applique à la chaîne des résistances potentiométriques et prohibe complètement l'emploi de résistances au carbone. Toute la chaîne est formée de résistances bobinées de grande dissipation.

Le choix du tube à réactance est fixé par deux considérations :

D'une part, son coefficient d'amplification qui doit être élevé puisqu'il multiplie le gain de l'amplificateur.

D'autre part, l'étendue de ses caractéristiques. Une variation de 10 pour 100 de la tension d'alimentation fait varier de près de 1000 V la chute de tension aux bornes du tube à réactance. Néanmoins, le point de fonctionnement de ce tube ne doit pas quitter la région linéaire des caractéristiques pour qu'il continue à assurer la régulation.

Ces deux considérations nous ont conduit à sélectionner le tube Eimac 250 TH de gain élevé (37) et dont les caractéristiques sont linéaires entre 1000 et 6 000 V environ de tension plaque.

Le transformateur de liaison est construit avec de faibles capacités réparties selon les données de Pepinsky et Jarmotz [5]. Nous reproduisons ci-dessous son schéma de câblage.

Il est réalisé sur noyau de polystyrène à très fort isolement pour éviter les fuites entre grilles et masse. Nous n'avons pas employé de noyau magnétique.

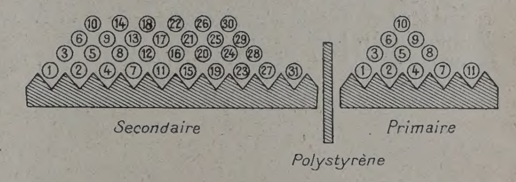


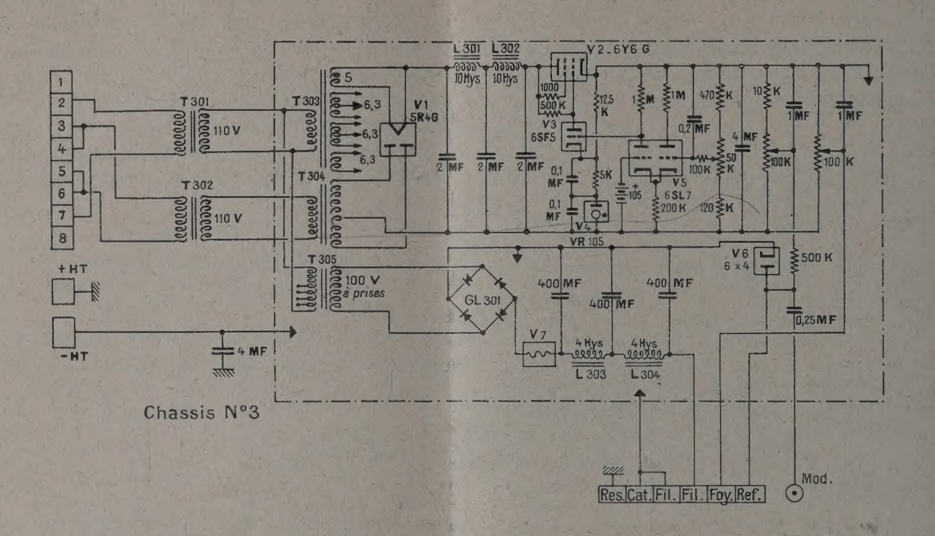
Fig. 4. — Section par l'axe du transformateur H. F. montrant le câblage à faible capacité.

Alimentations auxiliaires, chassis n° 3. — Le stabilisateur Wehnelt réflecteur est classique [3], son coefficient de stabilisation est de l'ordre de 1200. Les tensions Wehnelt et réflecteur sont prises sur des potentiomètres ce qui ne présente pas d'inconvénient, ces électrodes ne consommant pas. Le réflecteur peut être modulé par une source extérieure

pour produire une modulation de la fréquence de sortie. La diode V 6 sert à empêcher le réflecteur de devenir positif, ce qui détériorerait le klystron [6].

La stabilisation filament est obtenue par tube fer-hydrogène suivi de deux étages de filtres.

Tout le chassis stabilisateur, entouré de pointillés, chassis n° 3, est monté sur colonnes isolantes et connecté au — du stabilisateur principal.



Chassis N° 3

Résultats obtenus. — Faute de matériel spécialisé, nous n'avons pas effectué de mesure systématique de la stabilité des diverses alimentations. Néanmoins, le fait que le klystron millimétrique alimenté par cet appareil ne présentait plus après chauffage qu'une dérive insignifiante est une preuve de la qualité de la stabilisation. Ces klystrons sont en effet extrêmement sensibles aux variations de la tension d'alimentation.

Manuscrit reçu le 3 août 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Mevel. — Mise au point et revue bibliographique (en préparation).

[2] Perilhou et Caysac. — Une alimentation stabilisée 5 000 V, 50 mA, *Rev. Tech. Philips*, 13-10-302-20, avril 1952.

[3] Lidenhovius et Rinia. — Un appareil d'alimentation à courant continu à tension stabilisée. *Rev. Tech. Philips*, 6-2-54-61, février 1941.

[4] Elmore et Sands. — Electronics, Mac Graw Hill, New-York, 1949.

[5] Pepinsky et Jarmotz. — An inductively coupled series tube D.C. high voltage regulator. *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 247-254. Guenter, Schwartz and Earl Byely. — Note on an inductively coupled high-voltage stabilizer. *Rev. Sc. Instr.*, 1948, **19**, 273.

[6] Warnecke et Guénard. — Les tubes électroniques à commande par modulation de vitesse, Paris, Gauthier-Villars, 1951.

Le Gérant : Maurice Blondin. 146001 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1954.